PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

No. 5. 1. März 1906. 7. Jahrgang.

Redaktionsschluß für No. 6 am 2. März 1906.

INHALT.

Originalmitteilungen:

E. Rutherford, Über einige Eigenschaften der α-Strahlen des Radiums. S. 137.

W. H. Bragg, Die α-Strahlen des Radiums. S. 143.

S. Curie, Über die Zeitkonstante des Poloniums. S. 146.

P. Ewers, Über die von Polonium und Radiotellur ausgesandten Strahlungen. S. 148.

Chr. Füchtbauer, Über eine von Kanalstrahlen erzeugte Sekundärstrahlung und über eine Reflexion der Kanalstrahlen. S. 153.

H. W. Schmidt, Über Eichung und Gebrauch von Blattelektrometern. S. 157.

J. Geest, Das Feld eines rotierenden Elektrons. S. 160.

A. Pflüger, Zur Deutung des Erdmagnetismus. S. 162.

L. Holtz, Zur Darstellung Lichtenbergscher Figuren in Vorlesungen. S. 162.

N. A. Hesehus, Über die Lichtempfindlichkeit des Selens. S. 163.

Mitteilungen aus dem physikalischen Institut der Universität Bologna: No. 11: A. Bernini, Über die spezifische Wärme und die latente Schmelzwärme des Kaliums und des Natriums. S. 168.

Besprechungen:

R. Gans, Einführung in die Vektoranalysis. S. 172.

F. Haber, Thermodynamik technischer Gasreaktionen. S. 172.

Ch. E. Curry, Elektromagnetische Lichttheorie. S. 174.

L. Boltzmann, Vorlesungen über Gastheorie. II. S. 174.

L. Boltzmann, Populäre Schriften. S. 174.

M. Lueger, Lexikon der gesamten Technik. II. S. 174.

M. Abraham u. P. Langevin, Die Elementarteilchen der Elektrizität: Ionen, Elektronen, Korpuskeln. S. 174.

A. Wüllner, Festschrift. S. 175.

O. Biermann, Vorlesungen über mathematische Näherungsmethoden. S. 175.

E. Jahnke, Vorlesungen über die Vektorenrechnung. S. 175.

Berichtigungen.

F. Auerbach, Zwei Berichtigungen zum Handbuch der Physik. S. 175.

V. Fischer, Eine Beziehung zwischen magnetischer Feldstärke und Winkelgeschwindigkeit. S. 176.

Personalien. S. 176.

ORIGINALMITTEILUNGEN.

Über einige Eigenschaften der α-Strahlen des Radiums.

Zweite Mitteilung.

Von E. Rutherford.

Im Juliheft des „Philosophical Magazine" beschrieb ich einige Versuche, die zeigten, daß die α-Partikel, die ein durch Radiumemanation aktivierter Draht aussendet, in ihrer Geschwindigkeit verlangsamt werden, wenn sie Materie durchdringen.

Um ein homogenes Strahlenbündel zu bekommen, wurde nicht Radium selbst, sondern seine induzierte Aktivität als Strahlungsquelle gewählt. Die induzierte Aktivität an einem Draht ist eine so außerordentlich dünne Schicht, daß die Strahlen von dem Draht ausgesandt werden, ohne vorher irgendwelche Materie passiert zu haben. Etwa 15 Minuten nach der Entfernung der Radiumemanation rührt die Aktivität des Drahtes ungefähr vollständig von „Radium C" her. Bei Anwendung der photographischen Methode zeigte es sich, daß die Strahlen von einem starken magnetischen Feld alle gleich stark abgelenkt wurden, d. h. sie bestanden alle aus α-Partikeln von derselben Geschwindigkeit.

Die Geschwindigkeit dieser Partikel, auf die aus der Ablenkung eines dünnen Bündels im magnetischen Felde geschlossen werden kann, wurde um einen bestimmten Betrag verringert, wenn das Bündel eine bestimmte Schicht Aluminiumfolie passiert hatte. Aus den Beobachtungen ergab sich, daß die photographische Wirkung relativ sehr schwach wurde, wenn die Geschwindigkeit der α-Partikel auf etwa 60 Proz. ihrer größten Geschwindigkeit gefallen war.

Bragg und Kleeman[1]) haben in einer Reihe sehr klarer Untersuchungen gezeigt, daß die α-Strahlen des Radiums aus vier verschiedenen Sorten bestehen, die von den vier verschiedenen α-Strahlenprodukten des Radiums herrühren, wenn sich dieses im radioaktiven Gleichgewicht befindet, und zwar sind dies 1. Radium selbst, 2. Radiumemanation, 3. Radium A und 4. Radium C. Aus einer sehr dünnen Schicht Radiums in Gleichgewichtszustand gab jedes einzelne dieser Produkte α-Strahlen ab, die beim Durchdringen durch die Luft nach einer genau bestimmten Entfernung aufhörten, diese zu ionisieren, und zwar war diese Entfernung für die vier Strahlenprodukte verschieden; so war z. B. für die α-Strahlen des Radiums selbst diese Entfernung etwa 3,5 cm und etwa 7 cm für die des Radiums C. Die Verfasser schlossen, daß für eine dicke Schicht Radium, wo die Strahlen aus den verschiedensten Tiefen kommen, ein jedes der vier Produkte Strahlen

1) Bragg und Kleeman, Phil. Mag. Dez. 1904; Sept. 1905. Jahrb. d. Radioaktivität u. Elektronik **2**, 4—18, 1905.

aussendet, deren Fähigkeit die Luft zu ionisieren, in allen Beträgen von Null bis zum Maximalwert schwankt.

Um ihre Resultate zu erklären, nehmen die Verfasser an, daß die α-Partikel beim Durchgang durch Materie ihre Geschwindigkeit und damit ihr Vermögen, die Luft zu ionisieren, verringern. Als Resultat meiner Versuche ergab sich, daß die α-Partikel, wenn sie aufhören, Ionisation der Luft oder einen Eindruck auf die photographische Platte hervorzurufen, in ihrer Geschwindigkeit zu nicht viel mehr als zu 60 Proz. der Anfangsgeschwindigkeit der Strahlen des Radiums C — der schnellsten von den vier Produkten — herabgedrückt werden. Nach der Ansicht von Bragg und von mir selbst waren die Strahlen, die von einer dicken Schicht Radium im Gleichgewicht abgegeben wurden, komplexer Natur und bestanden aus vier Gruppen, deren jede einzelne in sich beträchtliche Schwankungen der Geschwindigkeit aufwies.

Als einfachste Hypothese wurde angenommen, daß die α-Partikel der verschiedenen Radiumprodukte gleiche Masse und Ladung besitzen, und daß sie sich voneinander nur in der Anfangsgeschwindigkeit unterscheiden, mit der sie das Radium und seine Zerfallsprodukte verlassen.

In einer kürzlich erschienenen Nummer der „Comptes Rendus“ [1]) macht Herr Henri Becquerel Einwendungen gegen meine experimentellen Befunde und meine Folgerungen daraus. Er wiederholt seine ursprüngliche Ansicht, daß die α-Strahlen des Radiums homogen in ihrem Charakter sind und kommt zu dem Schluß, daß die von mir für die α-Partikel des Radiums C beobachtete Abnahme der Geschwindigkeit beim Durchgang durch Materie für die α-Partikel des Radiums oder wenigstens seines Radiums nicht statthat. Hieraus folgert er, daß die von Bragg und Kleeman gegebene Theorie zur Erklärung ihrer Resultate über die Absorption der α-Strahlen des Radiums unhaltbar ist. Im Gegenteil bringt er vor, daß die α-Partikel des Radiums alle mit derselben Geschwindigkeit an die Luft gelangen, und daß diese Geschwindigkeit bei ihrem Durchgange durch Materie nicht geändert wird. Um die Zunahme des Krümmungsradius der α-Strahlen bei ihrem Durchgang durch die Luft, die er zuerst konstatierte, zu erklären, nimmt Becquerel an, daß die Masse der α-Strahlen in irgendeiner Weise bei ihrem Weg durch die Luft größer wird.

Wir stehen somit für mehrere sehr wichtige Punkte vor einem direkten Gegensatze in den Ansichten Becquerels und meinen eigenen.

Bevor ich auf die eingehende Diskussion dieser Punkte eingehe, möchte ich kurz die Versuche beschreiben, auf die Becquerel seine Folgerungen im großen und ganzen stützt.

Nachdem ich nach der elektrischen Methode an einem schwachen Radiumpräparat, das mir damals nur zur Verfügung stand (Stärke 19000), gezeigt hatte, daß die α-Partikel sowohl im magnetischen als im elektrischen Feld abgelenkt werden, wiederholte Becquerel mit einem sehr wirksamen Präparat die magnetische Ablenkung und benutzte dazu die photographische Methode. Durch eine einfache und scharfsinnige Anordnung war es ihm möglich, auf einer einzigen photographischen Platte den Weg der im magnetischen Feld abgelenkten Strahlen über eine beträchtliche Entfernung zu erhalten. Als Quelle der α-Strahlen diente eine dicke Schicht Radium. Ein schmales Strahlenbündel fiel, nachdem es einen parallelen Schlitz passiert hatte, auf eine photographische Platte, die so angebracht war, daß sie einen rechten Winkel mit dem Schlitz und einen kleinen Winkel zu der Vertikalachse bildete. Durch zeitweises Umkehren des Magnetfeldes erhielt er auf der Platte zwei divergierende Linien, die den Pfad der Strahlen im magnetischen Feld anzeigen. Becquerel bemerkt, daß die Strahlen im Magnetfelde keine merkliche Dispersion erfahren, denn er fand keinen Unterschied in der Breite der Linien für Feldstärken von 10000 bis zu 20000 Einheiten und schloß hieraus, daß er ein homogenes Strahlenbündel vor sich hatte. Beim Messen des Abstandes zwischen den beiden divergierenden Linien fand er, daß der Krümmungsradius des Strahlenwegs mit der Entfernung von der Strahlenquelle zunahm oder was dasselbe ist, die Krümmung selbst geringer wurde. Es war dies ein sehr bemerkenswertes und wichtiges Resultat. Als Erklärung nahm Becquerel an, daß die Masse der α-Partikel bei zunehmender Entfernung von der Quelle beständig größer wird durch irgend welchen Zuwachs aus der Luft. In seiner letzten Abhandlung (loc. cit.) beschreibt Becquerel ein anderes interessantes Experiment, dessen Resultat seiner Meinung nach im direkten Gegensatz zu meinen Resultaten steht.

Ich möchte mich hier seiner eigenen Worte bedienen:

„Je me suis alors proposé de reprendre avec mes anciens appareils une expérience permettant de recevoir, sur une même plaque photographique parallèle à la fente, un faisceau de rayons α du radium devié par un champ magnétique, dont une moitié ne traversait aucun écran et dont l'autre pouvait traverser divers écrans d'aluminium. Un écran vertical formé

1) Nr. 11, Sept. 1905. Diese Zeitschrift **6**, 666, 1905.

de lames de mica s'étendant de la source à la fente et de la fente à la plaque empêchait les deux moitiés du faisceau d'empiéter l'une sur l'autre. Les épaisseurs d'aluminium traversées dans diverses expériences ont varié depuis celle d'une feuille d'aluminium battu jusqu'a l'épaisseur de $0^{mm},034$ tout à fait comparable à celle des écrans employés par M. Rutherford.

Les écrans d'aluminium ont été placés soit sur la source, soit sur la fente, soit à quelques millimètres de la plaque photographique. Dans tous les cas, les deux traces parallèles des deux moitiés de faisceau devié ont été exactement dans le prolongement l'une de l'autre et n'ont pas présenté le décalage auquel on aurait dû s'attendre d'après la publication de M. Rutherford.

Il faut donc en conclure que la propriété observé par ce savant est relative à des rayons particuliers émis par le fil activé qui lui servait, mais qu'avec le radium, et en particulier avec le sel de radium employé dans mes expériences le ralentissement indiqué par M. Rutherford ne se produit pas.

Cette nouvelle expérience, confirmant les conclusions que j'avais déduites de mes premières observations, conduit à rejeter les interprétations de M.M. Bragg, Kleeman et Rutherford. J'ajouterai ques les nombres rappelés plus haut sont relatifs à des distances de la source inférieures à celle du premier changement observé par M. Bragg."

In einer Veröffentlichung derselben Arbeit in dieser Zeitschrift (**6**, 666, 1905) ist eine Photographie abgebildet, für die die oben von Becquerel gegebene Beschreibung paßt. Die beiden Linienpaare setzen sich gegenseitig fort, ohne daß das eine breiter wäre als das andere.[1])

Auf den ersten Anblick scheint dies Resultat in direktem Gegensatz zu stehen zu der Anschauung, daß die α-Strahlen beim Durchgang durch Aluminiumfolie in ihrer Geschwindigkeit eine Verzögerung erleiden; aber paradox, wie es klingen mag, der von Becquerel beobachtete experimentelle Befund mit einer dicken Schicht von Radium ist eine notwendige Folgeerscheinung der von Bragg und von mir vorgebrachten Ansicht.

Bevor ich auf diesen interessanten Punkt näher eingehe, will ich erst kurz über einige meiner eigenen weiteren Versuche berichten.

Verzögerung der Geschwindigkeit der α-Partikel von Radium C.

In einer früheren Mitteilung zeigte ich, daß in einem in bestimmten Zeitintervallen umgekehrten magnetischen Felde der Zwischenraum zwischen den beiden Banden, wie man sie auf der photographischen Platte erhält, beständig zunimmt, wenn man nacheinander dünne Blättchen von Metallfolie über den mit Radium C aktiv gemachten Draht bringt. Ein klarer photographischer Eindruck wurde noch erhalten, wenn man den Draht mit 12 Lagen Aluminiumfolie bedeckte, deren jede 0,00031 cm dick war. Bei diesem Punkte ergab sich aus dem Zwischenraum der beiden Banden, daß die Geschwindigkeit der α-Partikel zu 62 Proz. ihres anfänglichen Wertes gesunken war. Bei Verwendung von 13 Lagen von Aluminiumfolie war es mir unmöglich, noch irgendeinen photographischen Effekt der Strahlen zu erkennen.

Ich habe die Versuche wiederholt und habe im ganzen dasselbe Resultat erhalten: mit 12 Lagen war ein photographischer Eindruck zu beobachten, mit 13 Lagen nicht mehr.

Diese Versuche haben klar die Tatsache erwiesen, daß die von den α-Strahlen hervorgebrachte photographische Wirkung beim Durchgang durch die Metallfolie abnimmt und zwischen 11 und 13 Lagen der angewandten Dicke sehr schnell nach Null abfällt. Gegenwärtig sind Versuche im Gange, die Änderung in der Geschwindigkeit der α-Partikel zwischen diesen Grenzen so genau als möglich zu bestimmen.

Um die Erweiterung des Zwischenraumes zwischen den Banden nach dem Durchgang der Strahlen durch Aluminium zu illustrieren, habe ich die oben beschriebene von Becquerel benutzte Anordnung angewandt.

Die Strahlen des aktivierten Drahtes wurden mittels Glimmerblättchen in zwei Teile geteilt. Die Strahlen der einen Seite wurden nun direkt, die der anderen, nachdem sie 8 Lagen Aluminium passiert hatten, auf die photographische Platte einwirken gelassen.

Fig. 1 zeigt das im Vakuum erhaltene Bild.

Fig. 1. 1,4 mal vergrößert.

Um für beide Strahlenbündel einen etwa gleichstarken photographischen Eindruck zu erzielen, wurden die Glimmerblättchen so aufgestellt, daß etwa $^3/_5$ der Gesamtlänge des Drahtes unter das Aluminium zu liegen kam. Die größere Ablenkung der Strahlen nach ihrem Durchgange durch die Aluminiumfolie läßt sich aus der Figur leicht erkennen. Beide

[1]) Es möge Erwähnung finden, daß Becquerel seine Versuche alle in Luft unter Atmosphärendruck ausgeführt hat.

Bandenpaare sind deutlich zu erkennen und zeigen ziemlich scharf abgegrenzte Kanten.[1])

Es besteht somit kein Zweifel, daß die vom Radium C ausgesandten α-Partikel bei ihrem Durchgange durch Materie an Geschwindigkeit einbüßen.

Komplexe Natur der α-Strahlen.

Wir haben gesehen, daß Becquerel annimmt, die α-Strahlen des Radiums seien alle homogen, d. h. sie beständen alle aus Partikeln, die mit ein und derselben Geschwindigkeit fortgeschleudert würden. Er stützt seinen Schluß auf die Beobachtung, daß keine Verbreiterung der Spur zu beobachten war, wenn das magnetische Feld von 10000 zu 20000 C.G.S.-Einheiten zunahm.

Nach den von Bragg erhaltenen experimentellen Befunden über den verschiedenen Betrag der Ionisationsfähigkeit der von den verschiedenen Radiumprodukten herrührenden α-Strahlen müßte die Wahrscheinlichkeit der Homogenität dieser Strahlen eine außerordentlich überzeugende sein, bevor man sie annehmen könnte.

Im Gegensatze hierzu ist es aber nicht schwer, zu erkennen, daß die aus einer dicken Schicht Radium stammenden α-Strahlen, weit entfernt davon, einheitlich zu sein, unzweifelhaft sich aus Strahlen zusammensetzen, die im magnetischen Felde ungleich stark abgelenkt werden. Da die Breite des Strahlenbündels sich in den meisten Fällen mit der Stärke der Ablenkung im starken Magnetfelde vergleichen läßt, so läßt sich die ungleiche starke Ablenkung am deutlichsten mit einem möglichst schmalen Strahlenbündel zeigen. Figur 2 läßt diese Verhältnisse deutlich erkennen.

Ein Milligramm reines Radiumchlorid (bezogen von der Société Central de produits chimiques Paris) wurde in eine schmale Rinne gebracht. Nachdem sie zwei enge Schlitze passiert hatten, fielen die Strahlen auf die

Fig. 2. 1,4 mal vergrößert.

photographische Platte, die sich 4 cm über dem Radium befand. Der Apparat war auf geringen Druck evakuiert und dann zwischen die Pole des Elektromagneten gebracht worden. Anfangs wurde nur ein schwaches Feld erzeugt, das hinreichte, alle β-Strahlen abzulenken, ohne den Weg der α-Strahlen zu ändern. In der Figur sehen wir den Weg dieser Strahlen als die schmale Linie A. Nach zwei Stunden wurde dann für weitere zwei Stunden ein starkes einheitliches Feld angebracht und in der Figur sehen wir in der Linie B die Spur des abgelenkten Strahlenbündels. Während des ganzen Versuchs wurde der Strom durchaus konstant stark erhalten, und die Feldstärke variierte auf keinen Fall um mehr als $^1/_2$ Prozent zu irgendeiner Zeit.

Wenn die Strahlen homogen sein sollen, so müßten die Banden gleichbreit und die Kanten gleichscharf abgegrenzt sein. Die Bande B ist aber bedeutend breiter als A, und die Kanten sind so wenig ausgeprägt, daß man sie kaum mehr als solche bezeichnen kann. Ein genaues Studium des ursprünglichen Negativs zeigt, daß, während die Kanten von A ziemlich scharf abgegrenzt sind, die Bande B in der Mitte dunkel ist, aber der Eindruck nach den Seiten beständig abnimmt, so daß es schwer ist, mit Sicherheit zu erkennen, wo die Bande überhaupt aufhört. Eine tatsächliche Ausmessung ließ erkennen, daß B mindestens 1,9mal so breit war als A.

Es ist bei diesen Versuchen nicht leicht, die Anwesenheit von Strahlen zu erkennen, die nur schwache photographische Wirkung haben, denn man muß im Auge behalten, daß immer eine allgemeine Verdunkelung der ganzen Platte stattfindet, die einmal von den β- und γ-Strahlen des Radiums herrührt, wenn der Apparat in die richtige Stellung gebracht wird, und dann noch von den γ-Strahlen allein, die während des gesamten Versuchs auf die Platte einwirken.

Wenn man als einfachste Annahme die macht, daß die α-Partikel alle denselben Wert für e/m haben, so werden die von einer dicken Radiumschicht ausgesandten Partikel sich mit verschiedenen Geschwindigkeiten fortbewegen. Die am meisten durchdringenden Strahlen sind

1) In der Figur läßt sich nicht verkennen, daß die Breite der die Aluminiumschicht durchdringenden Banden etwas größer ist als die der anderen. Dieser Unterschied ist hier viel stärker ausgeprägt, als ich ihn in anderen ähnlichen Experimenten erhalten habe. Diese Verbreiterung hat ihren Grund in einer kleinen Zufälligkeit, die eintrat, als der Draht der Emanation ausgesetzt war. Um nämlich eine möglichst große Aktivität auf dem Drahte zu sammeln, wurde dieser auf ein hohes Potential geladen und es fand eine Entladung durch das Gas statt. Dies verursachte einen schwarzen Ansatz nahe dem einen Ende des Kupferdrahtes und es war dieser Teil des Drahtes, der später unter die Aluminiumschicht kam. Es hatten daher einige der Strahlen, bevor sie den Draht verließen, diesen Ansatz zu passieren und wurden daher schwach in ihrer Geschwindigkeit herabgedrückt. Daher waren die Strahlen von Anfang an nicht ganz einheitlich. Da die Figur indes die Verzögerung in der Geschwindigkeit der α-Partikel klar zum Ausdruck bringt, so hielt ich es nicht für nötig, das Experiment unter noch besser gewählten Bedingungen zu wiederholen.

die des Radiums C; ihre Maximalgeschwindigkeit sei V_0. Nun habe ich gezeigt, daß die photographische Wirkung der Strahlen des Radiums C relativ sehr schwach ist, wenn ihre Geschwindigkeit auf etwa 0,6 V_0 fällt, und dies wird wohl für die α-Strahlen aller Produkte gelten, wenn ihre Geschwindigkeit auf diesen Wert sinkt. Theoretisch sollte man daher erwarten, im Vakuum durch ihre photographische Wirkung alle Strahlen zu erkennen, deren Geschwindigkeit zwischen 0,6 V_0 und V_0 liegt. In der Praxis kann man dagegen nicht erwarten, alle Strahlen in diesen äußersten Grenzen deutlich zu erhalten, einmal wegen der endlichen Weite des unabgelenkten Bündels und dann wegen der Schwierigkeit, mit Bestimmtheit die Kanten des Strahlenbildes zu bestimmen. Durch Ausmessen auf der Platte ergab sich, daß Strahlen einen sicheren photographischen Eindruck hervorrufen, wenn ihre Geschwindigkeit zwischen 0,67 V_0 und 0,95 V_0 variiert. Diese Resultate werden erhalten durch direkten Vergleich der Ablenkbarkeit der Strahlen des aktivierten Drahtes unter genau denselben Bedingungen wie in dem Versuch mit dem Radium selbst.

Die erhaltenen Resultate stimmen daher im allgemeinen mit denen überein, die man erwarten konnte nach den von Bragg und mir vorgebrachten Ansichten.

Es besteht kein Zweifel, daß die α-Strahlen des Radiums in ihrer Natur komplex sind und aus Partikeln bestehen, die im magnetischen Felde verschieden stark abgelenkt werden.[1])

Erklärung der Versuche Becquerels.

Wir sind nun in der Lage zu erklären, warum der Weg der α-Strahlen des Radiums im starken magnetischen Felde nicht geändert wird, wenn das Radium mit Schichten von Aluminiumfolie bedeckt wird. Betrachten wir zuerst die Versuche mit einer unbedeckten dicken Schicht Radium. Die äußeren Kanten der Strahlenbanden, die man durch Umkehrung des Feldes auf der Platte erhält, kommen von den am meisten abgelenkten Strahlen, die noch gerade einen photographischen Eindruck auf der Platte hervorrufen. Die inneren Kanten entsprechen den am wenigsten abgelenkten Strahlen, also denen, die mit der größten Geschwindigkeit ausgestoßen werden.

Nun wollen wir annehmen, das Radium werde mit einer beliebigen Schicht Aluminiumfolie bedeckt, natürlich vorausgesetzt, daß diese überhaupt noch eine photographische Wirkung der α-Strahlen zuläßt. Alle α-Strahlen werden dann in ihrer Geschwindigkeit herabgedrückt und die langsameren werden somit ihre photographische Wirkung ganz verlieren. Die Kanten der abgelenkten Strahlenbündel rühren nun aber nach wie vor von den am stärksten abgelenkten Strahlen her, die noch gerade einen photographischen Eindruck erzielen können. Diese Strahlen haben genau dieselbe Geschwindigkeit als die korrespondierenden des ersten Versuchs und infolgedessen werden die äußeren Kanten des neuen Bildes eine Fortsetzung der des ersten Versuchs sein. Dies gilt in jedem Fall, ob die Versuche in Luft oder im Vakuum ausgeführt werden.

Da indessen die mehr durchdringenden Strahlen bei ihrem Durchgange durch das Aluminium in ihrer Geschwindigkeit verringert sind, so werden die inneren Kanten der photographierten Banden nach außen verschoben sein. Dieser Effekt könnte aber nur äußerst schwierig zu erkennen sein, es sei denn, man benutzte ein außerordentlich schmales Strahlenbündel. Außerdem wird die unzweifelhaft auftretende Zerstreuung der α-Strahlen in der Luft — welcher Punkt später diskutiert werden soll — die Wirkung noch weiter verwischen bei Versuchen analog denen Becquerels, die in Luft unter Atmosphärendruck ausgeführt wurden.

Wir sehen somit, daß das von Becquerel angegebene interessante Experiment befriedigende Erklärung findet unter der Annahme, daß die α-Partikel beim Durchgange durch Materie an Geschwindigkeit verlieren; betrachtet man dabei meine eigenen Versuche über die Abnahme der Strahlen des Radiums C an Geschwindigkeit, wenn sie Materie zu durchdringen haben, so ergibt dies einen zwar indirekten aber klaren Beweis von der Richtigkeit der Theorie über die Absorption der α-Strahlen, wie sie von Bragg vorgeschlagen ist.

Es ist unmöglich, sich auf den Standpunkt zu stellen, die von einem mit Radium C aktivierten Draht ausgehenden Strahlen seien nicht auch im Radium selbst in dessen Gleichgewicht anwesend; denn, ganz abgesehen von jeder anderen Wahrscheinlichkeit, hat McClung (Phil. Mag. Dez. 1905) gezeigt, daß der Betrag der Ionisationsfähigkeit der Strahlen des mit Radium C bedeckten Drahtes identisch ist mit dem der entsprechenden Strahlen aus Radium selbst, die von Bragg und Kleeman gemessen wurden.

Zunahme des Krümmungsradius für den Pfad der α-Strahlen in Luft.

Wir haben gesehen, daß Becquerel frühzeitig die Aufmerksamkeit auf die Tatsache lenkte, daß der Krümmungsradius der α-Strahlen

1) Diese Verbreiterung des Strahlenbündels im magnetischen Felde wurde ebenfalls experimentell beobachtet von Mackenzie (Phil. Mag. Nov. 1905).

in der Luft zunahm mit Zunahme der Entfernung von der Quelle. In der Annahme, daß die Strahlen homogen wären, schlug er als Erklärung vor, die Masse der α-Partikel nähme bei ihrem Wege durch die Luft zu. Nimmt man dies an, so müssen die α-Strahlen jedes im Radium anwesenden Produktes bei ihrem Durchgange durch die Luft in ihrem Krümmungsradius zunehmen.

Um diesen Punkt endgültig zu entscheiden, machte ich den folgenden Versuch. Als Quelle diente mir wieder ein mit Radium C aktivierter Draht. Verwandt wurde derselbe Apparat, wie er auch zur Herstellung des Bildes auf Fig. 1 benutzt wurde; nur wurde diesmal die eine Seite des Glimmerschirmes mit einem so dicken Metallblech bedeckt, daß alle α-Strahlen auf dieser Seite absorbiert wurden. Der Apparat enthielt Luft unter Atmosphärendruck; die Bahn der Strahlen, wie sie unter Anwendung eines einheitlichen Magnetfeldes erhalten wurde, zeigt Figur 3A.

Fig. 3. 1,4 mal vergrößert.

Nach 40 Minuten wurde das Metallblech auf die andere Seite des Glimmerschirmes gebracht und der ganze Apparat evakuiert. Fig. 3B zeigt die Strahlenspur, wie sie jetzt im Vakuum erhalten wurde. Man bemerkt einen auffallenden Unterschied zwischen den beiden Linienpaaren, wie sie in der Luft und im Vakuum erhalten worden sind. Erstere sind mehr abgelenkt als letztere und außerdem viel breiter. Dieser Versuch zeigt überzeugend, daß der Krümmungsradius der α-Strahlen des aktiven Drahtes bei ihrem Durchgange durch die Luft kleiner wird, also auch ihre Geschwindigkeit abnimmt. Das Verlegen der Vakuumlinie in bezug auf die Luftlinie ist die Folge eines geringen Verschiebens der photographischen Platte während des Abhebens des Deckels zwischen den beiden Belichtungen der Platte. Die größere Breite und das Fehlen einer wohlcharakterisierten Kante in den Linien für die Luft wurde in allen Versuchen beobachtet und läßt eine deutliche Zerstreuung der α-Strahlen auf ihrem Wege durch die Luft erkennen. Es sind Versuche im Gange, zu sehen, ob diese Zerstreuung der α-Strahlen auch bei deren Durchgang durch feste Substanzen statthat. Aller Wahrscheinlichkeit nach tritt die Zerstreuung auch auf mit Aluminium, aber es kann nicht beobachtet werden, wenn die Aluminiumfolie bei dem Versuche sich zwischen Strahlungsquelle und Schlitz und nicht über diesem befindet.

Da die Strahlen der übrigen Radiumprodukte sich aller Wahrscheinlichkeit nach in derselben Weise wie die des Radium C verhalten, so sehen wir, daß diese zunehmende Krümmung der Strahlenbahn bei ihrem Durchgange durch die Luft in Widerspruch steht zu der Ansicht Becquerels, daß der Wert von e/m mit der Entfernung von der Quelle abnähme.

Wir haben indessen gesehen, daß dieser Schluß Becquerels auf der irrtümlichen Voraussetzung beruht, die α-Strahlen seien homogen.

Nehmen wir die komplexe Natur der α-Strahlen des Radiums als gegeben an, so sind die von Becquerel erhaltenen Resultate einfach zu erklären ohne die Annahme, daß der Wert von e/m irgendwie zu- oder abnähme mit der Entfernung. Eine Erklärung in angegebenem Sinne wurde voriges Jahr von Bragg und Kleeman gegeben. Ohne auf verwickelte Rechnungen einzugehen, läßt sich der allgemeine Grund für die Zunahme des Krümmungsradius der Strahlen mit der Zunahme der durchmessenen Luft leicht einsehen.

Nehmen wir zum Beispiel eine Entfernung von 2 cm von der Quelle; die äußere Kante rührt von sich am langsamsten bewegenden Partikeln her, die noch gerade imstande sind, eine photographische Einwirkung zu erzielen, nachdem sie 2 cm Luft passiert haben. Die innere Kante rührt von meist durchdringenden Strahlen her, also denen des Radiums C, deren Geschwindigkeit beim Passieren der 2 cm Luft etwas nachgelassen hat. Betrachten wir nun das Strahlenbild 3 cm von der Strahlungsquelle. Wie vorher kommt wieder die äußere Kante des Strahlenbildes von den Strahlen, die noch eben einen Eindruck auf die photographische Platte machen, nachdem sie 3 cm Luft durchdrungen haben. Diese Partikel werden anfänglich mit einer größeren Geschwindigkeit fortgeschleudert als die, die die Platte nur auf eine Entfernung von 2 cm angreifen könnten. Die mittlere Geschwindigkeit des α-Partikels auf seinem Pfad 3 cm entfernt ist also größer als der entsprechende Fall 2 cm entfernt. Die äußere Kante wird daher um weniger abgelenkt werden als man erwarten müßte, wenn die mittlere Geschwindigkeit in beiden Fällen die gleiche wäre. Der Krümmungsradius der äußeren Kante wird also größer werden mit zunehmender Entfernung von der Quelle.

Ganz den gegenteiligen Effekt sollte man mit der inneren Kante des Pfades erhalten, die herrührt von den α-Partikeln, die das Radium mit größter Geschwindigkeit verlassen. Diese Geschwindigkeit wird, wie wir gesehen haben, bei ihrem Weg durch die Luft herabgedrückt,

und daher ist die mittlere Geschwindigkeit der α-Partikel, die die Spur in einer Entfernung von 3 cm bilden, kleiner als für die, die nur 2 cm zurückgelegt haben. Die innere Bahn sollte also Anzeichen für eine gekrümmtere Kurve geben. Das Resultat würde eine Verengerung der natürlichen Breite der Bande geben, wenn nicht die Zerstreuung der Strahlen in der Luft den experimentellen Befund verschleiern würden. Ganz abgesehen davon läßt es sich leicht zeigen durch eine Rechnung, die sich auf die Zahlen stützt, die ich in meiner letzten Mitteilung über die Verzögerung der Geschwindigkeit der α-Strahlen bei ihrem Durchgange durch die Luft angab, daß die Zunahme der Krümmung der inneren Kante mehr als ausgeglichen wird von der Abnahme der Krümmung der äußeren. Das Gesamtresultat dieser beiden Vorgänge, wie es sich aus der Messung der beiden Kanten der Bahn ergibt, vergrößert den Radius der Krümmungsbahn um etwa den Betrag, den Becquerel beobachtet hat.

Zusammenfassung der Resultate.

Folgende Punkte sind in dieser Mitteilung nachgewiesen worden:

1. Die α-Strahlen des Radiums im radioaktiven Gleichgewicht sind komplexer Natur und bestehen aus Partikeln, die mit verschiedener Geschwindigkeit fortgeschleudert werden.

2. Die Geschwindigkeit der α-Partikel nimmt bei deren Durchgang durch Luft und durch Aluminium ab.

3. Die Abwesenheit einer vermehrten Ablenkung der α-Strahlen von einer dicken Schicht Radium, nachdem diese Aluminiumfolie passiert haben, wie es Becquerel beobachtet hat, ist eine notwendige Folgeerscheinung der komplexen Natur der α-Strahlen.

4. Der größer werdende Radius für die Krümmungsbahn der Strahlen in der Luft, wie es Becquerel beobachtet hat, ist ebenfalls eine notwendige Folgeerscheinung der komplexen Natur der α-Strahlen.

5. Es findet augenscheinlich eine ausgesprochene Zerstreuung der Strahlen des Radiums C statt, wenn diese die Luft durchdringen. —

Eine ausführliche Besprechung der Ionisations-Phosphoreszenz und photographischen Wirkung der α-Strahlen wird für eine spätere Mitteilung vorbehalten.

Physikalisches Institut der McGill-Universität Montreal, 5. Dezember 1905.

(Eingegangen 19. Dezember 1905.)

Die α-Strahlen des Radiums.

Von W. H. Bragg.

In dieser Zeitschrift vom 15. Oktober [1]), welche hier soeben eingetroffen ist, befindet sich eine Arbeit des Herrn Becquerel „Über einige Eigenschaften der α-Strahlen des Radiums". In dieser Arbeit diskutiert der Verfasser die Theorie, nach welcher die α-Strahlen ihre Geschwindigkeit verlieren in dem Maße, wie sie ihre Energie zur Ionisierung der Medien, welche sie durchlaufen, verausgaben, eine Theorie, welche ich vor etwa zwei Jahren aufgestellt habe [2]), und welche durch zahlreiche experimentelle Beweise gestützt worden ist, welche Professor Rutherford [3]) und Herr Kleeman und ich [4]) gesammelt haben. Herr Becquerel behauptet nun, daß diese Theorie nicht imstande sei, die von ihm selbst angestellten Versuche zu erklären, und zwar beschreibt er besonders ein Experiment, welches er als eine kritische Probe erdacht hat, und welches seiner Ansicht nach in entscheidender Weise zeigt, daß die Theorie unrichtig sei. [5]) Dieses Experiment ist das folgende: Man läßt die α-Strahlen von einer kleinen Menge Radiumsalz durch einen engen Spalt nach oben austreten und auf eine photographische Platte fallen. Ein kräftiges Magnetfeld lenkt die α-Strahlen etwas nach einer Seite ab. Wenn der Versuch zur Hälfte beendet ist, kehrt man die Feldrichtung um, und das Ergebnis ist, daß auf der Platte zwei ein wenig voneinander getrennte Bilder des Spaltes erscheinen. Herr Becquerel hat nun einen Spalt zur Hälfte mit einem dünnen Aluminiumblättchen bedeckt; dadurch werden dann, entsprechend der von mir aufgestellten Theorie, diejenigen α-Strahlen, welche durch das Blättchen hindurchgehen, verzögert. Folglich müßten, so argumentiert Herr Becquerel, diese α-Strahlen stärker nach einer Seite abgelenkt werden als diejenigen, welche nicht durch das Aluminium hindurchgegangen sind, und die Abbildungen auf der Platte müßten eine Unstetigkeit zeigen, da die Linien auf der einen Hälfte des Bildes weiter voneinander getrennt sein werden als auf der anderen.

In dieser Hinsicht befindet sich Herr Becquerel indessen in einem Irrtum. So paradox dies auch auf den ersten Blick erscheinen mag, so muß doch eine solche Unstetigkeit nicht auftreten, und das Ergebnis der photographischen Aufnahme steht in voller Übereinstimmung mit der Theorie, daß die α-Partikeln beim

1) Diese Zeitschr. **6**, 666—669, 1905.
2) Australasian Assoc. for the Advancement of Science Report, Dunedin Januar 1904.
3) Phil. Mag., Juli 1905.
4) Phil. Mag., Dezember 1904 und September 1905.
5) a. a. O. S. 668.

Durchlaufen der Materie an Geschwindigkeit einbüßen. Um dies klar zu machen, müssen wir zunächst die Größenordnung der Ablenkungen betrachten, welche die α-Strahlen im Magnetfelde erleiden, unter Zugrundelegung der verschiedenen vorgeschlagenen Theorien.

Wir wollen annehmen, ein α-Teilchen werde von O aus in der Richtung ON mit der Geschwindigkeit v fortgeschleudert, und die Wirkung des Feldes H veranlasse es, den gekrümmten Weg OA zu beschreiten.

Zunächst möge die Geschwindigkeit durchgehends konstant und somit die Bahn, wie Herr Becquerel annimmt, kreisförmig sein. Dann ist, da die Krümmung klein ist (siehe Figur 1),

$$AN = a^2 2\varrho,$$

wo

$$ON = a$$

und ϱ der Krümmungsradius ist. Folglich ist:

$$AN = \frac{He}{mv_0} \cdot \frac{a^2}{2}.$$

Fig. 1.

Fig. 2.

Zweitens möge die Geschwindigkeit mit wachsender Entfernung von O abnehmen, und zwar wollen wir den Grenzfall betrachten, daß die Geschwindigkeit im Abstande a von O verschwindet. Die Bahn sei in diesem Falle OA'. Es macht keinen sehr großen Unterschied, welches Gesetz für die Geschwindigkeitsabnahme wir zugrunde legen: wir wollen annehmen, daß — wie es aus meinen Versuchsergebnissen hervorzugehen scheint — das α-Teilchen seine Energie in einem Bereiche verausgabt, welches umgekehrt proportional ist dem Quadrate seiner Geschwindigkeit. In diesem Falle haben wir:

$$\frac{1}{2} m \frac{dv^2}{ds} = kv^{-2},$$

wo s von O aus gemessen ist und folglich:

$$v^4 \backsim a - s,$$

so daß wir erhalten:

$$\frac{v^4}{v_0^4} = \frac{a-s}{a}.$$

Somit ist

$$\varrho = \frac{mv_0}{4e}\left(1 - \frac{s}{a}\right)^{1/4},$$

und wir finden leicht, wenn

$$\varrho = ds/d\psi$$

ist, wo ψ der Winkel ist, den die Bewegungsrichtung in dem betrachteten Punkt mit der Ausgangsrichtung bildet,

$$\psi = \frac{4a}{3}\left[1 - \left(1 - \frac{s}{a}\right)^{3/4}\right] \frac{He}{mv_0}.$$

Nun ist, vorausgesetzt daß $\int_0^a \psi\, ds$ klein ist, diese Größe sehr nahe gleich $A'N$, der gesamten Ablenkung des Strahles.

Dieses Integral ist aber gleich

$$\int_0^a \frac{4a}{3}\left[1 - \left(1 - \frac{s}{a}\right)^{3/4}\right] ds \cdot \frac{He}{mv_0} = \frac{He}{mv_0} \cdot \frac{4a^2}{7},$$

und diese Größe ist sehr klein, da sie nur unbedeutend größer ist als AN.

Schließlich finden wir dann, daß

$$A'N/AN = 8/7$$

ist.

Es ist leicht einzusehen, daß wir unter Zugrundelegung der Annahme, daß das Teilchen seine Energie gleichförmig längs seiner Bahn verausgabt, gefunden haben würden:

$$A'N/AN = 4/3.$$

Es wird sonach klar sein, daß, nach jeder vernünftigen Hypothese über das besondere Gesetz der Geschwindigkeitsabnahme, die tatsächliche Bahn des Teilchens nur sehr wenig von einer Kreisbahn abweicht. In dem von mir betrachteten extremen Falle ist die ganze Abweichung von der Kreisbahn am Ende der Bahn klein im Vergleich zu der Breite der Abbildungen auf den Photogrammen des Herrn Becquerel. Wenn das Teilchen aufhört, eine Ionisierung hervorzurufen, solange seine Geschwindigkeit noch groß ist, wie dies Prof. Rutherford gezeigt hat, so ist die Abweichung noch geringer.

Wir wollen nun die Bedingungen des Becquerelschen Versuches betrachten.

In erster Annäherung wollen wir annehmen, daß die Breite der Nute, die das Radiumsalz enthält, und die Breite des Spaltes vernachlässigt werden können. Wenn kein Magnetfeld wirkt, so bewegen sich alle Teilchen längs der Vertikalen ON (Figur 2). Das Bereich der α-Teilchen von RaC ist sehr nahezu 7,0 cm, woraus folgt, daß die Anzahl P_1, welche durch einen gegebenen Punkt hindurchgeht, der Differenz zwischen OP und 7,0 cm proportional ist; oder in anderen Worten, daß die Anzahl derjenigen Teilchen, deren Bahn auf jeder Längeneinheit von ON (= 7,0 cm) endet, eine Konstante ist. Für die anderen drei Gruppen

von α-Partikeln betragen die äußersten Durchdringungsabstände bezw. 4,8 cm, 4,2 cm und 3,5 cm. Somit enden zwischen 4,8 cm und 4,2 cm die Bahnen von $2n$ Teilchen auf jeder Längeneinheit; zwischen 4,2 cm und 3,5 cm ist diese Zahl $3n$ und von diesem Punkte an $4n$. Es wird angenommen, daß die Schichtdicke des Radiumsalzes groß genug ist, um all diese Teilchen zu liefern, d. h. die Schichtdicke ist zu mindestens 0,001 cm angenommen. Wir wollen nun annehmen, daß ein kräftiges Magnetfeld erregt werde, dessen Kraftlinien normal zur Ebene des Papiers verlaufen sollen. Die Bahnen der α-Teilchen werden nach einer Seite hin abgelenkt, und zwar ist die Krümmung um so größer, je näher das α-Teilchen dem Ende seiner Bahn ist. Es mögen OA und OQ zwei derartige Bahnen darstellen. Ihr gegenseitiger Abstand ist in der Figur beträchtlich übertrieben. Würden wir alle Bahnen zeichnen, so würde der Ort für Q eine Kurve sein, deren Krümmung — im Gegensatz zu derjenigen der Bahn jedes einzelnen Teilchens — um so größer sein würde, je größer der Abstand von A wäre. Das steht im Einklang mit den Versuchen des Herrn Becquerel, wie ich früher nachgewiesen habe.[1]) Die Breite, welche die Spur aller Bahnen der Teilchen auf dem Papier einnimmt, ist sehr gering, und sie ist fast zu fein, um in einem Diagramm dargestellt zu werden.

Vielleicht ist es gut, darauf hinzuweisen, daß keine Unstetigkeit in dieser Spur in den kritischen Punkten 4,8 cm, 4,2 cm und 3,5 cm auftritt. Sie verläuft von Anfang bis zu Ende ganz glatt. Diese Punkte bezeichnen die äußersten Entfernungen, bis zu welchen die verschiedenen α-Strahlenbündel dringen; die Ablenkung eines α-Strahles, dessen Bahn in einem gegebenen Punkte endet, ist aber unabhängig von dem besonderen radioaktiven Material, von welchem der Strahl ausgegangen ist; die einzige für eine α-Partikel charakteristische Veränderliche ist ihre Geschwindigkeit.

Wir müssen nun berücksichtigen, daß die Breite des Spaltes und der Furche nicht vernachlässigt werden dürfen, was aus dem betrachteten Photogramm deutlich ersichtlich ist. Wir haben infolgedessen sozusagen einen Halbschatten. Endlich ist daher die Spur aller α-Strahlen in der Ebene des Papiers derart, wie sie in Figur 3 dargestellt ist; hier sind indessen alle Ablenkungen übertrieben gezeichnet, um die Darstellung zu ermöglichen.

Wir wollen nun annehmen, daß, wie bei Herrn Becquerels Versuch, ein Aluminiumblättchen über den Spalt gelegt ist, so daß die α-Teilchen dasselbe auf ihrem Wege zur photographischen Platte durchdringen müssen. Herr Becquerel nimmt an, daß infolgedessen eine vergrößerte Verschiebung des photographischen Bildes auftreten müsse. Das ist aber nicht der Fall. Die Bahn eines jeden α-Teilchens wird etwas abgelenkt, die ganze Spur indessen wird nicht merklich beeinflußt. Das Aluminium verkleinert das Bereich jedes α-Teilchens um den gleichen Betrag, aber das einzige Resultat besteht darin, daß alle Strahlen abgeschnitten werden, welche über einen bestimmten Punkt, sagen wir Q, hinausgegangen wären, und daß diese gezwungen werden, an Stelle solcher Strahlen zu treten, welche nicht bis Q gelangten, während diese Strahlen ihrerseits noch weiter verkürzt werden. Dadurch wird die Lage der äußeren Kante der Spur auf der photographischen Platte nicht im geringsten beeinflußt, und obgleich eine geringe Verschiebung der inneren Kante in dem Sinne erfolgen muß, daß die Spur etwas enger wird, so ist diese Änderung doch so klein, daß sie unmöglich wahrgenommen werden kann, wie ein Blick auf das Photogramm lehrt. Eine magnetische Dispersion der α-Strahlen existiert: sie ist von Rutherford direkt gezeigt worden, und, wie ich meine, auch indirekt durch Herrn Becquerels eigene Versuche durch die Eigentümlichkeiten in der Krümmung seiner photographischen Bilder. Sie konnte indessen mit der Versuchsanordnung, welche Herr Becquerel jetzt beschreibt, nicht nachgewiesen werden. Der Versuch, sie auf diesem Wege zu finden, hat eine gewisse Analogie mit dem Versuch, die Bewegung der Sterne in der Sehlinie durch eine Verschiebung des sichtbaren Spektrums in seiner Gesamtheit zu zeigen, während die Verschiebung der Fraunhoferschen Linien im Spektrum gemessen werden muß, also diejenige eines Wellengebietes, welches isoliert für sich allein betrachtet werden kann. Hierin unterscheidet sich das Rutherfordsche Experiment von dem Becquerelschen. Ersterer verwandte als Strah-

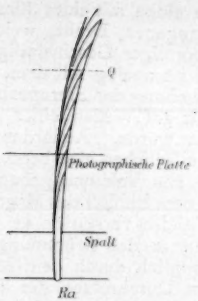


Fig. 3.

1) Phil. Mag. Dezember 1904, Seite 737 und Jahrbuch d. Radioaktivität u. Elektronik **2**, 14, 1905.

lungsquelle einen mit einer dünnen Schicht von *RaC* überzogenen Draht, welcher α-Teilchen von gleichförmiger Geschwindigkeit aussendet; dieser Fall ist analog mit dem, daß jemand bei der Untersuchung des Sternproblems seine Aufmerksamkeit auf Wellen einer einzigen Länge beschränken würde. Außerdem ließ Rutherford seine α-Teilchen eine beträchtliche Strecke lang durch ein Vakuum gehen, während sie noch unter dem Einfluß des Magnetfeldes waren. Auf diese Weise verstärkte er die Sichtbarkeit der Zunahme in der Krümmung ihrer Bahnen, welche anfänglich durch den Geschwindigkeitsverlust beim Durchsetzen der Materie hervorgerufen wurde. Wenn aber, wie bei Herrn Becquerels Versuch, die Bahn in der Luft verläuft, so tritt jegliche merkbare Zunahme der Krümmung erst kurz vor dem Ende jeder sichtbaren Bewegung auf, und das Ergebnis muß auf jeden Fall nahezu jenseits der Wahrnehmbarkeit liegen.

Herr Becquerel bemerkt, daß an seinen Photogrammen kein Zeichen für eine größere Schärfe der äußeren Begrenzung der Spur wahrzunehmen sei, wie ich sie behauptet habe. Das jetzt von ihm veröffentlichte Photogramm zeigt aber einen viel zu starken Halbschatten, als daß ein solcher Effekt sichtbar sein könnte.

Universität Adelaide, Süd-Australien, 21. November 1905.

(Aus dem Englischen übersetzt von Max Iklé.)

(Eingegangen 25. Dezember 1905.)

Über die Zeitkonstante des Poloniums.

Von Frau Sklodowska Curie.

In seiner letzten Abhandlung über „Radiotellur" vertritt Herr Marckwald die Meinung, daß der radioaktive Stoff, welchen er Radiotellur nennt, mit dem Polonium nicht identisch ist.[1]) Herr Marckwald gibt dafür folgende Gründe: Radiotellur ist ein Stoff mit gut bestimmten chemischen Eigenschaften, seine Radioaktivität verschwindet im Laufe der Zeit nach einem einfachen Exponentialgesetz, dessen Konstante von Herrn Marckwald gemessen worden ist; die Radioaktivität sinkt auf die Hälfte ihres Wertes in 139,6 Tagen. Das Polonium wäre aber nach Herrn Marckwald ein schlecht definierter nicht einheitlicher Stoff, weil einige Angaben über dessen allmähliche Aktivitätsverminderung mit der Zeit, welche sich in meiner 1903 geschriebenen Dissertation befinden, sehr ungenügende Übereinstimmung untereinander zeigen.[2])

1) Jahrbuch der Radioaktivität u. Elektronik **2**, 133, 1905.
2) Curie, Recherches sur les substances radioactives 1903, deutsche Übersetzung 1904.

Darauf muß ich erwidern, daß ich bis zur letzten Zeit keine Untersuchung über die Aktivitätsverminderung des Poloniums ausgeführt hatte, ich hatte überhaupt wissenschaftliche Tätigkeit einige Zeit lang unterlassen müssen. In jener Arbeit beabsichtigte ich nur die „Ordnungsgröße" der Geschwindigkeit der Radioaktivitätsverminderung anzugeben. Einige Zahlen, welche ich zu diesem Zwecke bestimmt habe, beziehen sich auf Poloniumproben, deren Aktivität zufällig in geeignetem Zeitabstand von mir gemessen worden war. Diese Messungen waren aber nicht zu einem Vergleich bestimmt, und ich hatte keine besonderen Vorsichtsmaßregeln weder bei der Aktivitätsmessung noch bei der Aufbewahrung der pulverförmigen Substanz beobachtet. Es genügt die in Rede stehenden Zeilen meiner Arbeit zu lesen, um sich zu überzeugen, daß von einer Bestimmung der Abklingungskonstante gar nicht die Rede ist. Ich habe es übrigens in derselben Arbeit betont, daß die Bestimmung der Radioaktivität stark aktiver Substanzen Schwierigkeiten bietet.[1]) Es sei beiläufig bemerkt, daß Herr Marckwald mehrere Monate nach der Darstellung seiner ersten Präparate die Aktivität derselben noch für konstant hielt und in dieser Konstanz einen Unterschied zwischen seiner Substanz und dem Polonium erblickte. Herr Marckwald sagt von seinen Präparaten: „Diese Substanz hat bis jetzt wenigstens, also im Laufe von 8—9 Monaten, keine Spur ihrer Aktivität eingebüßt."[2]) Und der Aktivitätsverlust in 8—9 Monaten betrug doch schon 75 Prozent. Gleich damals habe ich die Meinung geäußert, daß die Präparate von Herrn Marckwald wahrscheinlich nicht konstant bleiben.[3])

Ich habe die Darstellungsweise des Poloniums ganz klar und bestimmt beschrieben und dies schon in meiner ersten Arbeit, in welcher die Entdeckung des Poloniums bekannt gemacht wurde.[4])

Die dort angegebenen chemischen Eigenschaften des Poloniums sind nahezu dieselben wie die des Wismuts. Zur Anreicherung des radioaktiven Wismuts an Polonium dient hauptsächlich die fraktionierte Fällung einer salpetersauren Lösung mit Wasser. Seit dieser Zeit aber habe ich mich überzeugt, daß dieses so bereitete Polonium sich auch nach den von Herrn Marckwald angegebenen Methoden konzentrieren läßt; es sind dies die Fällung mit Zinnchlorür in salzsaurer Lösung und die Fällung auf einem Wismutstab in ebensolcher Lösung. Durch Wiederholung einer dieser Behandlungs-

1) Curie, Recherches sur les substances radioactives, Seite 49.
2) Marckwald, diese Zeitschr. **4**, 54, 1902.
3) Curie, diese Zeitschrift **4**, 234, 1903.
4) Curie, Comptes Rendus, Juli 1898.

weisen kann fast alle Aktivität des Poloniums schließlich konzentriert werden, es kann also gar keine Rede davon sein, daß das „Polonium Radiotellur enthält", wie es Herr Marckwald angibt [1]), wohl aber ist die von Herrn Marckwald vorbereitete Substanz einfach dieselbe, welche ich früher entdeckt und als Polonium beschrieben habe.

Ich habe die Identität des Poloniums und des Radiotellurs von Anfang an für sicher gehalten; beide Stoffe hatten ja gleiche Herkunft aus denselben Umarbeitungsprodukten der Uranerze und erwiesen ganz ähnliche physikalische Strahlungseigenschaften.[2])

Im März 1905 habe ich eine Bestimmung der Abklingungskonstante des Poloniums und des „Radiotellurs" angefangen. Die Ergebnisse dieser Arbeit geben meiner Ansicht völlig recht. Beide Stoffe verhalten sich in dieser Hinsicht ganz gleich.

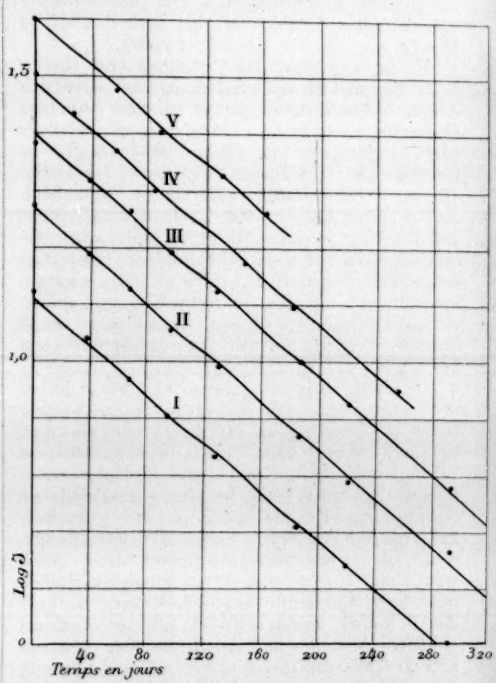
Das Polonium wurde nach der ursprünglichen Methode bereitet, welche von seiner Entdeckung her stammt und in meiner Dissertation näher beschrieben worden ist.[3]) Die aus der salzsauren Lösung des Erzes erhaltenen Sulfide werden in Salpetersäure gelöst und die Lösung mit Wasser gefällt. Das Gemisch von Subnitraten und Oxyden wird mit Natronlauge gekocht, um Blei, Antimon und Arsenik zu entfernen. Tellur, wenn vorhanden, ist dabei auch wahrscheinlich in Lösung gegangen.

Das so bereitete poloniumhaltige Wismutoxyd wird in Salpetersäure gelöst, und das Polonium wird durch fraktionierte Fällung konzentriert. Bei diesem Verfahren entstehen manchmal schwer lösliche, stark aktive Niederschläge; das Vorkommen derselben ist von mir ebenfalls als charakteristisch für das Polonium angegeben worden.[4])

Eine kleine Menge dieses Poloniums wurde auf eine Metallplatte aufgelegt und bedeckte in der Mitte derselben eine unveränderliche kreisförmige Oberfläche. Diese Substanz war mäßig aktiv (nur 250mal stärker aktiv als metallisches Uran). Die Platte wurde sorgsam bewahrt und die Radioaktivität der Substanz in geeigneten Zeitabständen gemessen.

Ein Teil von derselben Substanz wurde in Salzsäure aufgelöst. In die Lösung wurden Platinplatten eingetaucht, welche auf elektrolytischem Wege mit dünnen metallischen Wismutschichten überzogen worden waren. Das Polonium konzentrierte sich am Wismut, und die so erhaltenen radioaktiven Platten wurden auf ihre Radioaktivität während mehrerer Monate untersucht; sie trugen die Substanz, welcher Herr Marckwald den Namen Radiotellur gibt.

Die Radioaktivität aller Platten wurde durch den Sättigungsstrom J gemessen, welcher in einem Plattenkondensator erzeugt wird. Dieser Strom wurde nach unserer üblichen Methode mit einem Elektrometer und einem piezoelektrischen Quarz gemessen.[1]) Die Kurven, welche man erhält, wenn man log J als Funktion der Zeit aufstellt, sind in der Figur dargestellt. Es sind dies ziemlich genau gerade Linien von derselben Neigung. Die Geraden I, II, IV be-



ziehen sich auf verschiedene, nach der Marckwaldschen Methode bereitete Platten, die Gerade V gehört dem pulverförmigen Polonium. Die Strahlungsintensität J kann durch die Formel

$$J = J_0 e^{-at}$$

dargestellt werden, wo J_0 die ursprüngliche Intensität und J dieselbe zur Zeit t bezeichnet; a ist eine Konstante. Wenn die Zeit in Tagen gemessen wird, so ist $a = 0{,}00495$; darnach fällt die Strahlungsintensität zur Hälfte ihre Wertes in 140 Tagen.

Die Übereinstimmung mit dem von Herrn Marckwald gefundenen Werte $a = 0{,}00497$

1) Jahrbuch der Radioaktivität **2**, 133, 1905.
2) Curie, diese Zeitschrift **4**, 234, 1903.
3) Comptes Rendus, Juli 1898; Recherches sur les substances rad. 1903, S. 29, 31, 32.
4) Curie, diese Zeitschrift **4**, 234, 1903.

1) Curie, Recherches etc.

ist recht gut. Der von St. Meyer und E. v. Schweidler angegebene Wert ist etwas größer und führt zu einer Halbierungskonstante von 135,5 Tagen (Wiener Anz. 1. Dez. 1905).

Die größte Abweichung der einzelnen Werte vom Mittelwert beträgt bei meinen Messungen 3,2 Proz.

Die Gerade III bezieht sich auf eine radioaktive Platte, welche in ein Aluminiumblatt von 0,01 mm Dicke gehüllt war. Die Aktivität dieser Platte wurde also nur durch diejenigen Strahlen gemessen, welche diese Dicke von Aluminium durchdringen. Die Intensitätsabnahme dieser Strahlen erfolgt nach demselben Gesetz wie die der Gesamtstrahlung.

Es ist also klar, daß Polonium und Radiotellur eine und dieselbe Substanz sind. Um sich davon zu überzeugen, genügt es, diese Substanz einerseits nach meiner Methode, andererseits nach derjenigen von Herrn Marckwald zu bereiten und dann einen Vergleich der radioaktiven Eigenschaften anzustellen. Ich hebe es besonders hervor, daß die Darstellungsweise des Poloniums genau dieselbe sein kann, wie sie in meiner ersten Abhandlung von 1898 beschrieben worden ist. Um die Abklingungskonstante zu messen, braucht man nur mäßig aktives Polonium; dasselbe kann sehr leicht erhalten werden; Schwierigkeiten kommen erst bei stärkerer Konzentration vor.

Es liegt übrigens kein Grund vor, um zu behaupten, daß das Polonium in chemischer Hinsicht dem Tellur näher kommt als dem Wismut. Wie bekannt, wird Polonium mit dem Wismut aus dem Erze abgeschieden, es begleitet also das Wismut in vielen verschiedenen Reaktionen. Es sei erwähnt, daß poloniumhaltiges Wismutoxyd seine Aktivität behält, wenn es mit Natronlauge gekocht wird. Auch wenn die aus dem Erze stammenden Sulfide mit Ammoniumsulfid gewaschen werden, geht das Polonium keineswegs in Lösung, und die gelösten Arsenik- und Antimonsulfide sind inaktiv. Tellursulfid ist aber, wie bekannt, in Ammoniumsulfid, und Telluroxyd in Natronlauge löslich. Wir können überhaupt gegenwärtig nichts Sicheres über die chemischen Eigenschaften des reinen Poloniums sagen. Wir können nur sagen, welche Reaktionen das Polonium aufweist, wenn es in sehr kleiner Menge andere bekannte Substanzen begleitet. In dieser Hinsicht ist die Verwandtschaft mit Wismut jedenfalls sehr groß.

Wenn auch die Arbeit an Polonium nicht so erfolgreich gewesen ist, wie dieselbe an dem später entdeckten Radium, so ist doch trotzdem das Polonium die erste stark radioaktive Substanz, welche von Herrn Curie und mir mittels einer neuen von uns zuerst angewandten Methode entdeckt wurde. Es erscheint also selbstverständlich, daß diese Substanz den Namen behalten soll, welchen sie von uns erhielt.

(Eingegangen 2. Februar 1906.)

Über die von Polonium und Radiotellur ausgesandten Strahlungen.

Von P. Ewers.

Die radioaktiven Substanzen senden bekanntlich im allgemeinen drei voneinander wesentlich verschiedene Strahlungen aus, von denen die den Röntgenstrahlen ähnlichen γ-Strahlen als Ätherimpulse keine Ladung mit sich führen. Die den Kathodenstrahlen nahe verwandten β-Strahlen führen dagegen, wie durch verschiedene Versuche unzweifelhaft festgestellt ist, negative Elektrizität mit sich. Die α-Strahlen endlich, welche sich den Kanalstrahlen analog verhalten, bewegen sich im magnetischen und elektrischen Felde wie mit beträchtlicher Geschwindigkeit begabte positiv geladene Teilchen etwa von der Größe des Wasserstoffatoms. Alle Versuche nun, die positive Ladung der α-Teilchen direkt nachzuweisen, waren bis vor kurzem fehlgeschlagen; erst J. J. Thomson[1]) gelang es, zu zeigen, daß gleichzeitig mit den α-Teilchen, selbst von Präparaten, von denen man bisher annahm, daß sie nur α-Strahlen aussenden, auch langsam sich bewegende negativ geladene Teilchen (Korpuskeln) immer mit ausgesandt werden, welche die Wirkung der ersteren mehr oder weniger vollkommen überdecken. Man muß diese β-Teilchen durch ein Magnetfeld vollkommen zurückdrängen, um die gesuchte positive Ladung beobachten zu können. Rutherford[2]) hatte zwar schon früher versucht, die Ladung der vom Radium nach dem Entfernen der Emanation und der induzierten Aktivität ausgesandten α-Teilchen direkt zu bestimmen, war aber anfangs ebenfalls zu keinem positiven Resultat gekommen.

Nach der Bemerkung Thomsons gelang es Rutherford dann, im äußersten Vakuum bei Anwendung eines Magnetfeldes auch die positive Ladung der α-Teilchen direkt nachzuweisen.[3]) Aus den Rutherfordschen Versuchen ließ sich ferner berechnen, daß für vier α-Teilchen ein β-Teilchen ausgesandt wird.

Obwohl die positive Ladung der α-Teilchen nunmehr nachgewiesen war, wurde von Soddy[4]) noch die weitere Ansicht aufrecht erhalten, daß die α-Teilchen nicht mit positiver Ladung von dem Präparate fortgeschleudert werden, son-

1) J. J. Thomson, Cambridge Proc. **13**, 49, 1905.
2) E. Rutherford, Bakerian Lecture, London Phil. Trans. A **204**, 169, 1904
3) E. Rutherford, Nat. **71**, 413, 1905.
4) F. Soddy, Nat. **71**, 438, 1905.

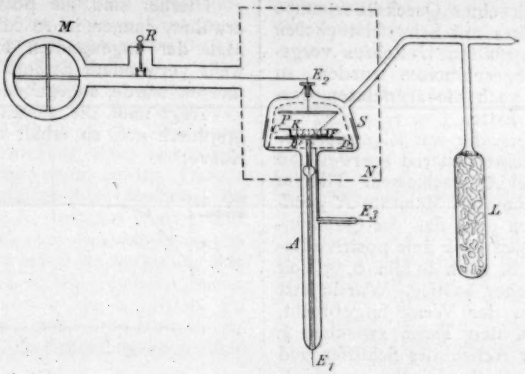


Fig. 1.

dern daß sie ihre Ladung erst im Gasraume durch den Zusammenstoß mit den Gasmolekeln erhalten, wobei dann gleichzeitig die langsam sich bewegenden Korpuskeln entstehen sollten.

Eine ähnliche Anschauung hat Bragg[1]) schon früher ausgesprochen, indem nach ihm ein Atom, welches sich mit großer Geschwindigkeit bewegt (hier ist das α-Teilchen gemeint), bei der Durchstrahlung von Materie durch den Verlust eines Elektrons positiv werden muß.

Man erkennt also, daß weitere Untersuchungen zur Aufklärung der oben angedeuteten Verhältnisse erwünscht waren; ich habe solche an zwei Präparaten der Radiotellurgruppe vorgenommen und dabei die folgende Anordnung getroffen:

Im Innern eines großen Glasschliffes S, Figur 1, von 7 cm Durchmesser, befindet sich ein von Herrn Prof. Giesel unserem Institute freundlichst zur Verfügung gestellter, mit Polonium überzogener Kupferblechstreifen B, welcher seine eine aktive Fläche einer mit einem Quadrantenelektrometer M verbundenen Kupferplatte P zukehrt. Der Kupferstreifen befindet sich ferner am Boden eines kleinen Messingkästchens K, welches in seinem oberen Teile durch kleine, senkrecht zueinander verlaufende Scheidewände aus dünnem Messingblech in eine große Anzahl quadratischer Fächer geteilt ist, die als Diaphragmen wirken. Hierdurch wird bewirkt, daß nur solche Strahlen das Kästchen K verlassen und nach P gelangen können, welche mindestens unter einem Winkel von 55° 20′ gegen die Platte fortgeschleudert werden, wie die Abmessungen von Höhe und Grundfläche der einzelnen Fächer direkt ergeben. Dieses Kästchen wird von einer kleinen zylindrischen nur oben offenen, eisernen Dose F umschlossen, welche auf der der Kupferplatte P zugekehrten Seite ebenfalls mit einer Kupferplatte C versehen ist, die in der Mitte so weit durchbrochen ist, daß nur die Strahlen, welche das Diaphragma passiert haben, ungehindert zur Platte P gelangen können. Der eiserne Zylinder hat den Zweck, bei Anwendung eines Magnetfeldes die Kraftlinien um das Messingkästchen herumzuführen, so daß die vom Polonium ausgesandten Strahlen erst außerhalb desselben von den magnetischen Kräften beeinflußt werden. Das Drahtnetz D, welches den ganzen Schliff innen auskleidet, dient als elektrostatischer Schutz und kann durch E_3 zur Erde abgeleitet werden. Von der isoliert aufgestellten aktivierten Kupferplatte führt ein in das Rohr A eingeschmolzener Platindraht bei E_1 nach außen, so daß dieselbe auf ein beliebiges Potential gebracht werden kann.

Die Platte P hat gerade einen solchen Abstand von C, nämlich 1,7 cm, daß die am meisten geneigten Strahlen, welche das Diaphragma hindurchläßt, gerade noch von ihr abgefangen werden. Sie ist ferner bei E_2 durch einen in den oberen Schliffteil mit Mastix eingekitteten Bernsteinstopfen vorzüglich isoliert. Der ganze Apparat ist seinerseits nochmals elektrostatisch geschützt in das Drahtnetz N eingebaut, welches sich bis zum Erdschlüssel R und dem Elektrometer M fortsetzt. Zur Erreichung des höchsten Vakuums befand sich bei L das von Dewar angegebene mit frisch geglühter Holzkohle gefüllte Absorptionsgefäß, welches während der Versuche ganz in flüssige Luft tauchte, und dessen höchst evakuierender Einfluß sich, wie durch besondere Versuche nachgewiesen wurde, deutlich bemerkbar machte. Um die Wirksamkeit desselben noch zu erhöhen, war der ganze Apparat vorher bereits bis auf

1) W. H. Bragg, Phil. Mag. (6) **8**, 719, 1904; Jahrbuch d. Rad. u. Elektronik **2**, 6, 1905.

Kathodenvakuum mit einer Quecksilberpumpe unter Vorschalten eines mit Schwefelstückchen und Kupferspänen gefüllten U-Rohres vorgepumpt und dann abgeschmolzen worden, so daß die Kohle nur noch die allerletzten Gasreste zu absorbieren hatte.

Der Gang der Versuche war folgender: E_1 und E_2 wurden zunächst dauernd geerdet und auch der Erdschlüssel R geschlossen. Hierauf wurde in einem bestimmten Momente R geöffnet und es zeigte sich nun, daß das Quadrantenelektrometer langsam eine freie positive Ladung annahm, die z. B. nach 40 Min. 0,53 Volt betrug, aber noch weiter anstieg. Wurde jetzt ein Elektromagnet in der Weise angebracht, daß seine Kraftlinien den Raum zwischen P und C senkrecht zur Achse des Schliffes und parallel der einen Kante des Diaphragmenkästchens durchsetzten, so nahm die Geschwindigkeit und auch der Absolutwert der positiven Aufladung zu; es wurde z. B. bei einer Feldstärke von 60 absoluten Einheiten zwischen P und C in 40 Min. eine Aufladung auf + 1,0 Volt konstatiert, welche ebenfalls noch weiter zunahm und nach weiteren 40 Min. bereits + 1,9 Volt betrug.

Dieses ist die von Thomson und Rutherford konstatierte Erscheinung. Mir kam es nun darauf an, dieselbe eingehender quantitativ zu verfolgen und wenn möglich die Geschwindigkeit und die spezifische Ladung der bei diesem Phänomen auftretenden und durch das Magnetfeld abgelenkten negativen Korpuskeln zu bestimmen.

Das Abwarten einer konstanten, durch die Isolation bedingten Endeinstellung des Quadrantenelektrometers würde für jede Messung mehrere Stunden erfordert haben, wobei die Messungen durch unvermeidliche zufällige Störungen sehr erschwert worden wären. Es wurde daher, nachdem die Erscheinung klar erhalten worden war, immer nur die Aufladung während 10 Min. nach Aufhebung der Erdung bei R beobachtet. Die Geschwindigkeiten, mit welchen die Aufladungen bei verschiedenen Feldstärken, die durch einen Elektromagneten hervorgerufen wurden, erfolgten, ließen dann deutlich erkennen, ob eine weitere Steigerung der Feldstärke auf die Erscheinung von Einfluß war oder nicht.

In dieser Weise wurden z. B. folgende Resultate erhalten:

0	0,5	0,75	1,0	Ampere Erregerstrom
0,147	0,263	0,290	0,295	Volt / 10 Min.
2,0	4,0	6,8	8,0	Ampere Erregerstrom
0,300	0,312	0,314	0,323	Volt / 10 Min.

Hierbei sind die positiven Ladungen, wie erwähnt, immer in 10 Min. erhalten, und als Maß der angewandten Feldstärke ist die jeweils verwendete Stromstärke, die direkt gemessen wurde, angegeben.

Trägt man die zusammengehörigen Werte graphisch auf, so erhält man hieraus folgende Kurve:

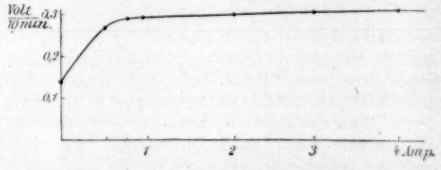


Fig. 2.

Man erkennt, daß eine Verstärkung des Stromes über 0,75 Amp. hinaus, welche Stärke einer Feldintensität von 20 abs. Einheiten entspricht (wie sich als Mittelwert aus Schwingungsbeobachtungen mit Hilfe eines kleinen Magneten und direkten Messungen mit Hilfe des Fischerschen Induktionsrädchens[1]) ergab), die Aufladegeschwindigkeit nicht mehr merklich beeinflußte, d. h. bei dieser Feldstärke wurden die sämtlichen, langsam bewegten, negativ geladenen Elektronen vollkommen wieder nach der Platte C zurückgebogen und konnten daher die durch die magnetisch nur schwer ablenkbaren positiven α-Teilchen auf P übertragene Ladung in gar keinem Grade mehr neutralisieren.

Daß hier die beiden Strahlungen nach Soddy und Bragg ihre Ladungen erst im Gasraume erhalten haben sollten, scheint mir aus zwei Gründen unwahrscheinlich:

1. Beim Anlegen höherer und höherer Spannungen an E_1 bekommt man immer nur Elektrizitätsübergänge von der sehr kleinen Größenordnung der unvermeidlichen Isolationsfehler. Von einer einigermaßen ins Gewicht fallenden Ionisation kann also bei den verwendeten äußerst niedrigen Gasdrucken keine Rede sein, da sich sonst eine, wenn auch geringe Leitfähigkeit infolge der Ionisation hätte bemerkbar machen müssen.

2. Hätte bei einer Drucksteigerung in dem Untersuchungsraum, wie sie z. B. durch Herabsenken des die flüssige Luft enthaltenden Dewargefäßes herbeigeführt werden konnte, infolge der größeren Anzahl vorhandener Gasmolekeln die Ladung zunehmen müssen, während tatsächlich gerade das Gegenteil, d. h. eine Abnahme der übertragenen Ladung beobachtet wurde. Auf eine direkte Zunahme der Leit-

1) K. T. Fischer, Verh. d. D. phys. Ges. 7, 435, 1905.

fähigkeit des Gasraumes und eine damit verbundene Zerstreuung der Ladung wird man diese Erscheinung dagegen nicht setzen dürfen, da der Druck hierfür viel zu tief war.

War die von mir vertretene Auffassung richtig, so mußte es gelingen, die durch das Magnetfeld bewirkte Ablenkung der langsamen Elektronen durch Herstellung eines elektrostatischen Feldes zwischen den beiden Platten C und P wieder rückgängig zu machen. Zu diesem Zwecke wurde E_1 zunächst isoliert und dann nacheinander mit -20, -40 usw. bis -140 Volt verbunden und wieder die Aufladung des Elektrometers während 10 Min. gemessen, wenn gleichzeitig ein Feld von 20 abs. E. wirkte. Es ergab sich hierbei, daß bei -120 Volt an E_1 angelegter Spannung die Aufladung noch über $+0{,}147 \frac{\text{Volt}}{10\ \text{Min.}}$ betrug, d. h. daß das Magnetfeld noch im gleichen Sinne ablenkend wirkte; bei -140 Volt fand dagegen schon eine negative Aufladung im Betrage von $-0{,}08 \frac{\text{Volt}}{10\ \text{Min.}}$ statt. Hieraus berechnet sich durch Interpolation eine Spannung von -135 Volt, welche die Wirkung des Magnetfeldes auf die negativen Korpuskeln gerade kompensiert, so daß dann wieder eine positive Aufladung von $+0{,}147 \frac{\text{Volt}}{10\ \text{Min.}}$ stattfindet, wie zu Anfang, wo kein Magnetfeld vorhanden war.

Da der Abstand von P und C 1,7 cm betrug, so entsprechen die -135 Volt einem Spannungsgefälle

$$\mathfrak{E} = \frac{135}{1{,}7} = 79 \frac{\text{Volt}}{\text{cm}}$$

zwischen den beiden Platten.

Aus den angeführten Daten läßt sich nun sowohl die Geschwindigkeit $\mathfrak{v}$ der hierbei beteiligten negativen Korpuskeln, als auch ihre spezifische Ladung

$$\frac{e}{m}$$

berechnen.

Bewegt sich ein Elektron (Ladung e, Masse m) in einem magnetischen Felde von der Stärke $\mathfrak{H}$ senkrecht zu den Kraftlinien mit der Geschwindigkeit $\mathfrak{v}$, so wirkt auf dasselbe eine Kraft von der Stärke $\mathfrak{H} \cdot e \cdot \mathfrak{v}$, die senkrecht sowohl zu seiner Bewegung, als auch zu den Kraftlinien gerichtet ist. Das Elektron beschreibt dann eine Bahn derart, daß in jedem Punkte derselben zwischen dieser magnetischen Kraft und seiner Zentrifugalkraft

$$m \frac{\mathfrak{v}^2}{r}$$

Gleichgewicht besteht, woraus bekanntlich durch Gleichsetzen dieser beiden Werte für den Krümmungsradius r der Bahn des Elektrons der Ausdruck folgt

$$r = \frac{m}{e} \cdot \frac{\mathfrak{v}}{\mathfrak{H}}.$$

Sind $\mathfrak{v}$ und $\mathfrak{H}$ konstant, so ist die Bahn des Elektrons eine Kreisbahn.

Teilchen, welche sich nicht in einer zu den Kraftlinien senkrechten Richtung bewegen, werden zwar durch das Magnetfeld veranlaßt, eine Schraubenlinie zu beschreiben, ihre Projektion auf die zu den Kraftlinien senkrechte Richtung besitzt aber denselben Krümmungsradius r, so daß diese Teilchen hier keinen anderen Wert für unseren Grenzfall ergeben.

Solange sich die Elektronen unterhalb der Platte C in dem Kästchen K befinden, schirmt sie die eiserne Dose F vor den magnetischen Kraftlinien.

Da nun ein Magnetfeld von $\mathfrak{H} = 20$ abs. E. zwischen C und P die negativen Teilchen, welche unter einem größeren Winkel als $55^0\,20'$ zur horizontal stehenden Platte C (siehe Fig. 1) ausgesandt wurden, sämtlich zur Platte C wieder zurücktrieb, siehe Fig. 3, so berech-

Fig. 3.

net sich der Radius der Bahn der Teilchen aus den Abmessungen am Apparat in folgender Weise:

Es ist die Länge der geneigtesten Strahlen zwischen C und P $a = 2{,}1$ cm, $2\beta = 55^0\,20'$, also $\beta = 27^0\,40'$; dann ist $r = a \cdot \operatorname{tg} \beta = 2{,}1 \cdot 0{,}525 = 1{,}1$ cm.

Die steiler austretenden Strahlen werden schon eher zurückgedrängt und gelangen schon früher nicht mehr zur Platte P, so daß für die Berechnung des Krümmungsradius bei einer bestimmten Richtung des Magnetfeldes tatsächlich nur der Grenzstrahl a auf der rechten Seite der Figur 3 in Betracht kommt.

Mit Hilfe dieser Werte für $\mathfrak{H}$ und r erhält man zunächst

$$\frac{m}{e} \cdot \mathfrak{v} = 20 \cdot 1{,}1 = 22 \text{ abs. E.}$$

Nun wollen wir die Einwirkung einer zutretenden elektrischen Feldkraft untersuchen und knüpfen dabei an den Grenzstrahl l auf der linken Seite der Figuren 3 und 4 an, welcher im unabgelenkten Zustande die Platte P gerade eben noch trifft. Durch das Magnetfeld wird derselbe weiter nach links hinausge-

bogen. Wird nun ein elektrostatisches Feld von solcher Stärke $\mathfrak{E}$ angelegt, daß bereits im ersten Moment die zu l senkrecht stehende elektrische Komponente gleich der entgegengesetzt gerichteten magnetischen Kraft ist, so fliegt das Teilchen in der Richtung l weiter. Die elektrische Kraft ruft aber eine beschleunigte Bewegung hervor, so daß der Einfluß des Magnetfeldes immer mehr zurücktritt und das betreffende Teilchen von nun an sicher die Platte P erreicht. Dieser Strahl l stellt daher den extremsten Fall dar. Für alle weniger geneigten Strahlrichtungen und vor allen Dingen für Strahlen, welche sich der Richtung a der Fig. 3 anschließen, ist das Auftreffen auf die Platte P um so sicherer gewährleistet.

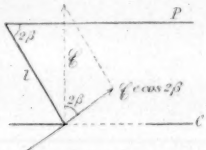


Fig. 4.

Es muß also $\mathfrak{H} \cdot e \cdot \mathfrak{v} = \mathfrak{E} \cdot e \cdot \cos 2\beta$ sein.

Setzt man nun in diese Gleichung die Werte ein, so findet man

$$\mathfrak{v} = \frac{\mathfrak{E} \cdot \cos 2\beta}{\mathfrak{H}} = \frac{79 \cdot 0{,}822 \cdot 10^8}{20} = 3{,}25 \cdot 10^8 \frac{\text{cm}}{\text{sec}}$$

Mit Benutzung dieses Wertes erhalten wir schließlich

$$\frac{e}{m} = \frac{\mathfrak{v}}{22} = \frac{3{,}25 \cdot 10^8}{22} = 1{,}48 \cdot 10^7 \text{ abs. E.},$$

ein Wert, welcher mit den auf anderen Wegen für die Elektronen erhaltenen Werten gut übereinstimmt, so daß hiermit tatsächlich nachgewiesen ist, daß wir es in diesen langsam sich bewegenden negativen Teilchen mit Elektronen zu tun haben. Ihrer Geschwindigkeit nach stehen diese Korpuskeln jenen langsamen Kathodenstrahlen nahe, welche Lenard[1]) bei seinen lichtelektrischen Untersuchungen erhalten hat; sie bewegen sich mit einer so geringen Geschwindigkeit, daß ihre Ionisierung, wenn eine solche überhaupt stattfindet, im Vergleich zu derjenigen der α-Strahlen kaum nachweisbar ist.

Unter Berücksichtigung der Isolationsverluste ergab sich aus der maximalen positiven Aufladung des ganzen mit dem Quadrantenelektrometer verbundenen Systems, welches eine Kapazität von 21,1 cm hatte, bei Anwendung eines Magnetfeldes von über 20 abs. Einh., daß von 1 cm² des benutzten Poloniumpräparates in 1 sec insgesamt $5{,}1 \cdot 10^7$ α-Teilchen nach allen Seiten hin ausgesandt werden; das ist nahezu die gleiche Anzahl α-Teilchen, welche nach Rutherford 1 mg Radium in 1 Sekunde aussendet, wenn es sich im Zustande seiner Minimalaktivität befindet. Da nun $\frac{e}{m}$ für die α-Teilchen zu rund $6{,}10^3$ abs. Einh. bestimmt worden ist, so ergibt sich unter der Annahme, daß das Heliumatom von zwei α-Teilchen gebildet wird, deren Ladungen durch Aufnahme zweier Elektronen neutralisiert sind, daß 1 cm² des von mir benutzten Poloniumpräparates in einem Jahre, wenn sich seine Aktivität im Laufe desselben nicht änderte, eine Menge Helium abgebe, welche bei einem Drucke von etwa 3,8 mm = $^1/_{200}$ Atmosphärendruck, bei dem das Heliumspektrum in einem Geißlerrohre gut sichtbar ist, 4,5 cmm betragen würde. In Wirklichkeit fällt nun aber die Aktivität des Poloniums in etwa 140 Tagen auf die Hälfte, so daß von 1 cm² strahlender Fläche überhaupt nur höchstens etwa 3 cmm Helium von dem oben angenommenen Drucke abgegeben werden können, welche wohl nur bei einer ganz besonders feinen Versuchsanordnung nachgewiesen werden können.

Analoge Versuche, wenn auch ohne Verwendung eines Diaphragmas, habe ich mit einem von Herrn cand. chem. L. Kaufmann[1]) auf Wismut niedergeschlagenen, sehr aktiven Radiotellurpräparate angestellt, welches aber leider nicht absolut rein war, wie einfach schon daraus hervorgeht, daß dasselbe eine sehr kräftige induzierte Aktivität in dem Untersuchungsgefäße hinterließ. Hier wurde ohne Anwendung eines Magnetfeldes sogar eine spontane negative Aufladung einer mit dem Quadrantenelektrometer verbundenen Wismutplatte erhalten, welche dann bei Erregung des Magnetfeldes zu höheren und höheren Feldstärkewerten allmählich in eine positive Aufladung überging. Die elektrostatische Aufhebung der magnetischen Ablenkung der langsamen Korpuskeln ergab hier ähnliche Zahlenwerte; für $\frac{e}{m}$ und $\mathfrak{v}$ wurden Werte von derselben Größenordnung erhalten, wie die oben für das reine Gieselsche Präparat angegebenen.

1) P. Lenard, Ann. d. Phys. **8**, 149, 1902.

1) Ich möchte demselben für die Überlassung des Präparates auch an dieser Stelle meinen Dank aussprechen.

München, Physikalisches Institut der Technischen Hochschule, Dezember 1905.

(Eingegangen 18. Dezember 1905.)

Über eine von Kanalstrahlen erzeugte Sekundärstrahlung und über eine Reflexion der Kanalstrahlen. (Vorläufige Mitteilung.)

Von Christian Füchtbauer.

Die erhebliche Verschiedenheit des Kathodenfalles der Glimmentladung in einem bestimmten Gase bei verschiedenen Kathodenmetallen brachte mich auf den Gedanken, daß die Kanalstrahlen beim Auftreffen auf Metalle eine für verschiedene Metalle verschieden starke negative Sekundärstrahlung hervorrufen könnten. Ich wählte für die Vorversuche folgende Anordnung (Fig. 1 gibt schematisch den wesentlichen Teil der benutzten Entladungsröhre). Das

Fig. 1.

die Aluminiumanode a enthaltende Entladungsrohr e ist in das als Kathode dienende Messingstück k eingekittet. k ist zur Erde abgeleitet. Die Kanalstrahlen gelangen durch das bei d mit einem Drahtnetz von $^1/_5$ mm Maschenweite verschlossene Röhrchen r (Länge 28 mm, Weite 4,2 mm) in das Glasrohr f, welches auf der andern Seite in k eingekittet und zur Verhütung von Wandladungen mit Drahtnetz ausgekleidet ist. Die Strahlen fallen auf die mittels eines Schliffes drehbare, auf der einen Seite mit Aluminium, auf der anderen mit Kupfer belegte, abgeleitete Platte p. In einem Kreise von 15 mm Radius um die Achse dieser Platte sind fünf Auffänger (3×3 mm) angeordnet, deren durch Glasröhrchen isolierte Ableitungen durch die Kittstelle g die Röhre verließen und einzeln mit einem empfindlichen D'Arsonval-Galvanometer verbunden werden konnten. Die Auffänger befanden sich in dem abgeleiteten Messingkästchen m, das die Sekundärstrahlen durch ein Drahtnetz von $^1/_5$ mm Maschenweite eintreten ließ. Die Röhre war mit Luft gefüllt und bis zum Erscheinen guter Kanalstrahlen ausgepumpt. Die Anode wurde mit einer Influenzmaschine verbunden. In der Tat flossen negative Ströme bis zu $4 \cdot 10^{-9}$ Amp. durch die Auffänger zur Erde ab, falls dieselben sich noch vor der Ebene der Reflektorplatte befanden. Die anderen Auffänger zeigten keinen Strom. Die Versuche gestatteten nicht, ein Gesetz für die Abhängigkeit der Sekundärstrahlung von ihrer Richtung zu finden; doch nahm ihre Intensität von der Normalen der Platte aus nach beiden Seiten, zuerst sehr langsam, ab, und bei sehr schiefer Ausstrahlungsrichtung war die Intensität sehr klein. Eine Bevorzugung der Richtung spiegelnder Reflexion war nicht nachzuweisen und auch trotz der Hochglanzpolitur der Platte kaum zu erwarten, weil für solche Vorgänge jede Platte noch rauh ist. Aluminium als Reflektor gab weit größere Ausschläge als Kupfer. Bei Benutzung von Kupfer trat bei relativ niedriger Spannung (ca. 1 mm Funkenlänge) in den Auffängern ein positiver Strom, nur 1 bis 2 Skt., aber ganz sicher, auf; ich will diesen Vorgang im Gegensatz zur negativen Sekundärstrahlung als Reflexion der Kanalstrahlen bezeichnen, ohne über seinen Mechanismus damit etwas aussagen zu wollen. Wurde die drehbare Platte p durch ein Galvanometer abgeleitet, so floß im Falle des Aluminiums bei schiefer Stellung durch p ein positiver Strom zur Erde, der viel größer (oft über doppelt so groß) war als der bei senkrechtem Einfall der Kanalstrahlen; die negative Sekundärstrahlung war also bei schiefem Einfall viel größer. Bei Kupfer dagegen war diese Zunahme nur schwach, sie betrug nur einige Prozent des gesamten abfließenden positiven Stromes.

Endgültige Versuche.

Die folgenden Versuche sollten einerseits die Sekundärstrahlung möglichst sicher stellen, andererseits Werte für ihren Gesamtbetrag bei verschiedenen reinen Metallen in Wasserstoff liefern. Die benutzte Röhre zeigt Fig. 2. a ist eine Anode aus Aluminiumdraht, die mit der Influenzmaschine verbunden wird, deren anderer Pol geerdet ist. Die durch ein Galvanometer zur Erde abgeleitete Kathode k besteht wie der Auffangzylinder z aus Kupfer, um Voltaeffekte zwischen beiden zu vermeiden. Die Kathode k ist vorn mit einer in der Mitte durchbohrten Aluminiumscheibe versehen, um Zerstäubung zu verhindern; das Loch ist bei d mit einem Aluminiumdrahtnetz von 0,2 mm Maschenweite verschlossen. Der Raum zwischen Kathode und Glas ist mit dünnem Kupferblech sehr gut ausgefüllt. Deshalb können auch bei hohen Spannungen keine Entladungen in den Raum hinter der Kathode kommen. Die Scheibe

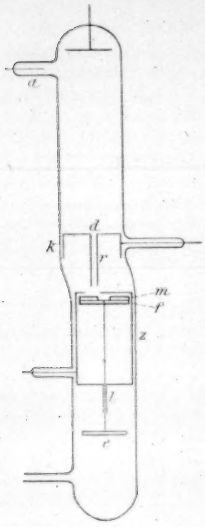


Fig. 2.

f ist in dem Lager l drehbar und steht an dieser Stelle mit dem Zylinder z in metallischem Kontakt. Gedreht wird sie von außen durch einen Magneten mittels des Eisenstückes e. Die Scheibe ist in sechs Sektoren geteilt, von denen fünf mit verschiedenen Metallen belegt sind und einer ausgeschnitten ist. Das 46 mm lange Röhrchen r reicht bis auf 2,5 mm an das Loch des Zylinders z heran, so daß die zwischen dem Ende des Röhrchens und dem Loch durch die Kanalstrahlen gebildeten Ionen nicht viel stören können. Die Röhre ist bei k außen mit abgeleitetem Stanniol belegt, um das Überkriechen von Elektrizität von der Anode nach der Galvanometerleitung zu verhindern. Der Gesamtstrom, welchen Scheibe f und Zylinder z erhielten, wurde mit einem D'Arsonval-Galvanometer gemessen. Fielen nun Kanalstrahlen durch das Röhrchen und das Loch in den Zylinder z und war die Scheibe so gedreht, daß sich ihr Loch mit dem Loche des Zylinders deckte, so konnten die am Ende des Zylinders entstehenden diffusen Sekundärstrahlen beziehungsweise die reflektierten Kanalstrahlen den Zylinder nur zum kleinsten Teile durch das Loch verlassen. Man erhielt also so die wirkliche Stromstärke der Kanalstrahlen. War dagegen ein Metall vor das Loch gedreht, so verließen, da die Metalle vom Loche des Zylinders nur ca. $^1/_2$ mm abstanden, die Sekundär- und reflektierten Strahlen den Zylinder. Die Differenz beider Stromstärken ist also gleich der algebraischen Summe der Sekundär- und reflektierten Strahlen.

Auf Reinheit des Gases und der Metalle wurde die äußerste Sorgfalt verwendet. Da nach Wiens Versuchen die Kanalstrahlen selbst in sehr reinem Sauerstoff noch zum Teil aus Wasserstoff bestehen, so wurde Wasserstoff gewählt. Er wurde elektrolytisch aus reinster Phosphorsäure entwickelt, getrocknet und konnte durch ein in die Rohrleitung eingeschmolzenes, innen offenes und außen geschlossenes Platinröhrchen ganz rein und sehr fein regulierbar eingelassen werden, indem man das Röhrchen elektrisch glühte. Die Metalle waren Mercks garantiert reinen Reagenzien entnommen und unter Vermeidung von Poliermitteln mit feinen, jedesmal frischen Feilen glatt gemacht. Das Platin war chemisch reines von Heraeus und wurde nur ausgeglüht, nicht mehr poliert. Von der Quecksilberpumpe aus folgte zuerst ein Phosphorpentoxydrohr zum Vortrocknen, dann ein dicht mit Blattgold gestopftes Rohr wegen der Quecksilberdämpfe, dann ein das Platinröhrchen enthaltendes Glasrohr, hierauf die Entladungsröhre und zwar ihr spannungsfreier Teil, so daß die lästigen Entladungen nach der Pumpe ausblieben. Um nun die Gasreste und besonders die Wasserhaut von den Metallteilen zu entfernen, wurde die Röhre in einem Ofen 25 Tage lang auf 250—300° erhitzt und dabei abwechselnd ausgepumpt und trockner Wasserstoff eingelassen. Da während des Erkaltens bis zum Beginn der Versuche das vorher eingelassene Gas teilweise ausgepumpt wurde, war bei den ersten Versuchen Verunreinigung der Metalle durch Quecksilber sicher ausgeschlossen.

Ein wenn auch unwahrscheinlicher Einwand wäre der, daß ein Voltaeffekt in dem durch die Kanalstrahlen gut leitenden Gase die gefundenen Ströme hervorrufen könnte. Da alles aus Kupfer war und trotzdem, auch wenn Kupfer vor das Loch gedreht war, ein starker Effekt vorhanden war, müßte es sich um einen durch Polarisation entstandenen Voltaeffekt handeln. Dagegen spricht zunächst schon das qualitativ übereinstimmende Resultat der Versuche mit Luft und mit Wasserstoff; denn es ist doch unwahrscheinlich, daß Sauerstoff und Wasserstoff den Metallen die gleiche (einem negativen Strome entsprechende) Polarisation gegenüber dem umgebenden Metall erteilen könnte. Ferner wurde zur Ausschließung eines Voltaeffekts die Erfahrung von Greinacher[1]) benutzt, daß der Voltaeffekt bei allen Metallen, mit Ausnahme von Platin und Silber, durch Vertreiben der Wasserhaut fast zum Verschwinden gebracht wird. Trotzdem zeigte sich nach der angewandten äußerst energischen Trocknung und Erhitzung die Sekundärstrahlung bei den verschiedenen Metallen von gleicher Größenordnung

1) Ann. d. Phys. **16**, 708, 1905.

und auch von gleicher Stärke wie vorher in der nicht getrockneten Röhre. Ein Voltaeffekt kann deshalb die Versuchsresultate nicht entstellt haben, namentlich könnte er das verschiedene Vorzeichen der Strahlung eines und desselben Metalls bei verschiedener Entladungsspannung nicht erklären.

Eine nicht sehr beträchtliche Fehlerquelle bei quantitativen Messungen liegt darin, daß die durch das Loch ausgetretenen Sekundär- und reflektierten Strahlen, welche von der Rückwand der Kathode aufgenommen werden sollen, auf dem Wege mehrfacher Reflexionen bezw. Sekundärstrahlerregung teilweise wieder dem Zylinder z zugeführt werden können. Doch kann der Vergleich des Verhaltens verschiedener Metalle, sowie verschiedener Kanalstrahlengeschwindigkeiten dadurch natürlich nicht beeinträchtigt werden. Über den Einwand, daß der gefundene Effekt den von den Kanalstrahlen im Gase zwischen Kathode und Auffänger erzeugten, sicher auch mit Geschwindigkeit begabten, negativen Ionen zuzuschreiben sei, werden noch weitere Versuche angestellt werden. Doch glaube ich nicht, daß die vorliegenden qualitativen Ergebnisse dadurch stark geändert werden, weil noch nie bei senkrechter Incidenz irgendwelcher Kathodenstrahlen so starke Sekundärstrahlung des Auffängers beobachtet wurde, daß der durch diesen abfließende Strom positiv geworden wäre.

Ergebnisse.

Negative Sekundärstrahlung. Die Ergebnisse, soweit sie die negative Sekundärstrahlung betreffen, habe ich in einer Tabelle (S. 156) zusammengestellt. Die Versuchsreihen sind nach der Entladungsspannung, welcher die Geschwindigkeit der Kanalstrahlen entspricht, geordnet. Sie wurde am Anfang und Ende jeder Reihe aus der Funkenlänge einer der Röhre parallel geschalteten Funkenstrecke mit Kugeln von 2,5 cm Radius bestimmt. Die Entladungsspannung wurde durch Verändern des Gasdruckes variiert. Die Zahlen der ersten Abteilung sind so gewonnen: Die Differenz der bei vorgedrehtem Metall und bei vorgedrehtem Loche erhaltenen Ausschläge, also die negative Sekundärstrahlung des betreffenden Metalls, ist durch den Ausschlag für Loch (die Stromstärke der Kanalstrahlen) dividiert und mit 100 multipliziert. Die Sekundärstrahlung ist in der Tabelle stets negativ mit Ausnahme der letzten Zeile, wo die positive Reflexion durch Vorzeichen kenntlich gemacht ist. Jede Zahl ist das Mittel der drei oder vier im Laufe einer Versuchsreihe erhaltenen Werte, Um ein treues Bild zu geben, habe ich sämtliche Versuchsreihen ohne jede Ausnahme, auch die am meisten vom Mittel abweichenden, in die Tabelle aufgenommen. In Anbetracht dessen erscheint die qualitative Übereinstimmung gut. Es ergibt sich: Bei höheren Spannungen (hohes Vakuum) der Entladungsröhre geben alle Metalle starke negative Sekundärstrahlen und zwar ist die Reihenfolge der Metalle die der Voltaschen Spannungsreihe. Dabei nehmen Silber und Kupfer innerhalb der Versuchsgenauigkeit merklich den nämlichen Platz ein. Platin zeigt den kleinsten Wert, Zink ca. 170 Proz., Aluminium ca. 280—300 Proz.; der gesamte vom Zylinder abfließende Strom war also bei Aluminium das vierfache des Kanalstrahlenstroms. Die Reihenfolge der Metalle stimmt gerade bei den Versuchsreihen am vollständigsten mit der Voltaschen Spannungsreihe, die sich durch geringe Abweichung der einzelnen Werte vom Mittel (1 bis 3 Proz.) als gut charakterisieren (z. B. Reihe 4). Auffällig ist der kleine Wert des *Zn* in der ersten beobachteten Versuchsreihe (Nr. 3). Ich halte es für möglich, daß *Zn* und *Cu* zunächst als Oxyde vorhanden waren und dann durch die Wasserstoffkanalstrahlen reduziert wurden; doch ist dies nicht sicher.

Nimmt die Spannung von 31000 Volt an ab, so ändern sich die Werte bis gegen 20000 nur wenig, von etwa 15000 an werden sie merklich kleiner und bei etwa 4000 Volt ist nur noch *Zn* und *Al* negativ, die edleren Metalle zeigen positive Reflexion, von der der folgende Abschnitt handelt. Ein Einfluß der Stromstärke des Kanalstrahlenstroms auf die prozentische Sekundärstrahlung bei Variation von 1 bis 2,4 wurde nicht bemerkt.

Positive Reflexion.

Bei einigen Versuchsreihen der Tabelle versuchte ich, die negativen Sekundärstrahlen durch einen in der Ebene des Loches des Auffangzylinders z angebrachten Hufeisenmagneten (Kraftlinien also ungefähr senkrecht zur Emissionsrichtung) zum Zylinder zurückzubiegen. Die reflektierten positiven Strahlen konnten dadurch nur unmerklich beeinflußt werden; daß die Entladung nicht zu sehr geändert wurde, zeigte die meist nur sehr geringe (1 Proz.) Änderung der Stärke sowohl des Entladungs- wie auch des Kanalstrahlenstroms. Das Ergebnis zeigt die zweite Abteilung der Tabelle: Auch bei der größten Spannung zeigen nach Anbringung des Magneten *Pt Ag Cu* positive Reflexion (etwa 10 Proz. des Kanalstrahlenstromes), *Al* und *Zn* behalten einen sehr kleinen negativen Wert, also war bei ihnen der Magnet nicht stark genug. Die so gefundenen Werte der positiven Reflexion sind demnach nur untere Grenzen, zeigen aber doch, daß auch bei hohen Spannungen starke Reflexion der Kanalstrahlen stattfindet.

Nr.	Funkenlänge mm	Volt	Prozent negative Sekundärstrahlung ohne Korrektion					Prozent positiver Reflexion mit Magnet [1]					Bemerkungen	Negative Sekundärstrahlung korrigiert wegen der positiven Reflexion		
			Pt	*Ag*	*Cu*	*Zn*	*Al*	*Pt*	*Ag*	*Cu*	*Zn*	*Al*		*Pt*	*Ag*	*Cu*
1	9,5	31 300	110	126	128	192	305	10	11,7	8,3			In den Reihen 1), 2) und 7) war das Magnetfeld am Loch stärker als bei den andern Reihen. Daß dennoch die positive Reflexion nicht wesentlich stärker hervortrat, zeigt, daß der Magnet nicht mehr viel negative Strahlen übrig ließ.	120	137	136
2	7,5	26 000	80	96	92	155	250	10	11	8						
3	6,5	23 100	121	126	97	85	184						Erste ausgeführte Versuchsreihe. *Zn* und *Al* nehmen während der Versuche, mit einem abnorm niedrigen Wert beginnend, stark zu.			
4	6,0	21 600	62	77,5	83	163	274									
5	6,0	21 600	79	99	94	170	265	10,2	11	9	Zweifelhaft	−4		89	110	103
6			86	103	110	193	303		7				Die nämliche Gasfüllung wie in der vorigen Reihe, aber Stromstärke nur $\frac{1}{2,4}$ der vorigen.		110	
7	5,5	20 000		88			302	11	11,5	5,5	−4,5	−5,5	Die nämliche Gasfüllung wie bei beiden vorigen Reihen, Stromstärke zwischen beiden vorigen. Die Versuche mit Magnet stimmen in dieser Reihe sehr gut miteinander.		99,5	
8	6,0	21 600	65	86	94	174	286									
9	5,75	21 000	55	72	83	148	296									
10	5,7 → 5,0	21 000 → 18 300	55	70	74	135	302						Funkenlänge nimmt durch Verschlechterung des Vakuums von 5.7—5,0 mm ab, ohne daß dabei die Werte der Sekundärstrahlung eine regelmäßige Veränderung zeigen.			
11	4,5	15 900	99	88	90,5	187	222	7	10	6	0	0		106	98	96,5
12	4,2	15 000	78	71	74	160	198	14,5	16	15	4	−2	Die nämliche Gasfüllung wie vorhin, doch hat sich offenbar das Vakuum etwas verschlechtert. Der Strom ist 2,4 mal so groß wie vorhin.	92,5	87	89
13	3,5	12 900	31	50	29	102	196									
14	0,75	3900	+19	+7	+13	−18	−74									

1) Bei Zink und Aluminium ist den Zahlen natürlich keine weitere Bedeutung beizumessen, als daß der Magnet die negative Strahlung praktisch aufhob.

Endlich wurden noch zahlreiche Versuche bei niedrigen Entladungspotentialen bis 580 Volt herab mit einer Hochspannungsdynamo gemacht. Von 2500 Volt an abwärts sind alle Metalle mit Ausnahme des Aluminiums positiv. Die Reflexion erreichte bei *Pt Ag Cu* 40 bis 50 Proz. der einfallenden Kanalstrahlen und eine nur wenig davon verschiedene Höhe erreichte sie auch bei *Al* und *Zn*, als der Druck so hoch war, daß der Kathodendunkelraum nur noch 6,8 mm lang war (Spannung 645 Volt). Der Einfluß des Magneten war hier nur mehr unmerklich (unter 2 Proz.), es waren also den reflektierten Strahlen nicht mehr viel negative Sekundärstrahlen beigemischt. In den wenigen Versuchsreihen, wo Spannung und Stromstärke ohne Änderung des Druckes variiert wurden, wurde die Reflexion mit abnehmender Spannung regelmäßig kleiner. Es sieht also aus, als ginge die positive Reflexion durch ein Maximum, wenn man von hohen Spannungen (ca. 31 000 V.) zu niedrigen übergeht. Theoretisch wäre dies

nicht unplausibel, weil bei sehr hoher Spannung die Kanalstrahlen zu tief eindringen werden, bei zu kleiner Geschwindigkeit der einfallenden Strahlen würden die reflektierten zu wenig Energie haben, um wieder herauszukommen. Doch habe ich bei den Versuchen über +- Reflexion die verschiedenen Einflüsse bisher noch nicht so weit trennen können, um Sicheres über ihre Abhängigkeit von Spannung und Druck auszusagen; deshalb teile ich auch das Zahlenmaterial noch nicht mit. Die einzelnen Versuchsreihen, auf die sich die vorstehenden Behauptungen stützen, sind aber sehr sicher, die Abweichung der Zahlen von Mittel sehr klein (1 bis 2 Proz.).

Schluß.

Da im Glimmstrom Kanalstrahlen die Kathode treffen, so muß die gefundene negative Sekundärstrahlung einen großen Einfluß auf den Kathodenfall haben, der ja dadurch zustande kommt, daß der Strom der Partie vor der Kathode negative Ionen entzieht. In der Tat geht die mitgeteilte Reihenfolge der verschiedenen Metalle mit dem normalen Kathodenfall[1]) im ganzen parallel, indem das Metall mit kleinstem Kathodenfall (von den untersuchten) größte negative Sekundärstrahlung zeigte. Eine genauere Anwendung auf den Glimmstrom hoffe ich aber erst geben zu können, wenn ich die Abhängigkeit der Sekundärstrahlung von der Geschwindigkeit der Kanalstrahlen bei kleinen Spannungen, wie sie beim normalen Kathodenfall vorliegen, untersucht haben werde, womit ich beschäftigt bin. Die Messung der Geschwindigkeit der Sekundärstrahlung und die Untersuchung der Sekundärstrahlen der magnetisch verschieden ablenkbaren Anteile der Kanalstrahlen habe ich gleichfalls in Angriff genommen. Bei dieser letzteren Gelegenheit wird sich auch der übrigens ganz unwahrscheinliche Einwand, daß die negativen Strahlen durch eine elektromagnetische Strahlung (ähnlich dem ultravioletten Licht oder den Röntgenstrahlen) hervorgerufen seien, erledigen.

Durch diese Untersuchung erfahren viele Messungen von Stromstärken von Kanalstrahlen eine entsprechende Modifikation, dagegen werden die für die Bestimmung von $\frac{\varepsilon}{\mu}$ entscheidenden Messungen von W. Wien, weil dabei nur die Fluoreszenz benutzt wurde, natürlich nicht berührt.

1) S. z. B. die Zusammenstellung bei Mey, Ann. d. Phys. II, 143, 1903.

Würzburg, Physikalisches Institut, 30. November 1905.

(Eingegangen 14. Dezember 1905.)

Über Eichung und Gebrauch von Blattelektrometern.

Von Heinrich Willy Schmidt.

Die Eichung der heute so viel benutzten Blattelektrometer wird gewöhnlich so ausgeführt, daß man stufenweise bekannte Spannungen an das Elektrometer anlegt und die dazu gehörigen Blättchenstellungen auf der Skala abliest. Durch Interpolation werden dann die einzelnen Skalenteile in Volt ausgedrückt.

Ein derartig graduiertes Elektrometer wird, als Voltmeter benutzt, Ablesungen vom selben Genauigkeitsgrad gestatten, wie man ihn bei Festlegung der Skala erreicht hat. Wird man also die zu einem Teilstrich gehörige Spannung auf $^1/_2$ Proz. genau bestimmt haben, so kann man sicher sein, daß die Fehler bei später gemachten Ablesungen im ungünstigsten Falle 1 Proz. betragen (wenn nämlich Fehler bei Eichung und Fehler bei Ablesung von gleichem Gewichte sind und sich zufällig gerade addieren).

Nun gebraucht man aber heutzutage die Blattelektrometer in den weitaus meisten Fällen gar nicht als Spannungsmesser. Bei fast allen radioaktiven Messungen z. B. wollen wir mit dem Elektrometer den Sättigungsstrom bestimmen, den wir aus dem in einer bestimmten Zeit stattgefundenen Spannungsabfall berechnen. Bei derartigen Messungen wird die erreichte Genauigkeit bedeutend geringer werden.

Am besten läßt sich das an einem Beispiel veranschaulichen. Zu diesem Zweck wollen wir einen Teil der Eichtabelle des Elektrometers No. 1666[1]) von Günther & Tegetmeyer in Braunschweig betrachten, einer Firma, die anerkanntermaßen recht sorgfältig geeichte Elektroskope in den Handel bringt.

In der ersten Zeile steht hier die auf der Skala abgelesene Blättchenstellung, in der zweiten die Angaben der beigelegten Eichtabelle in Volt, in der dritten dieselben Angaben nach einer Ausgleichsrechnung[2]) korrigiert, in der 4. und 5. die Differenzen von je zwei nebeneinander stehenden Zahlen der Zeilen 2 und 3.

Wir sehen, daß die Abweichungen zwischen den Zahlen der 2. und 3. Zeile unter 1 Proz. bleiben, während die Zahlen der beiden letzten Zeilen bis zu 15 Proz. voneinander abweichen: die Fehler beim Messen eines Spannungsabfalles von ca. 7 Volt sind also von einer ganz anderen Größenordnung wie die Fehler bei Messungen der Spannung selbst. — Und dabei haben wir

1) Elektroskop mit 2 Aluminiumblättchen: Elster und Geitelsche Ablesung mit Lupe, Spiegel und Skala.

2) Die Ausgleichsrechnung ist für Teilstrich 5—35 der Eichtabelle durchgeführt, also nicht nur für den in Tabelle 1 erwähnten Teil.

Tabelle 1.

Skalenteil		10	11	12	13	14	15	16	17	18	19	20
Spannung in Volt	gef.	112,5	119,5	126,6	134,1	141,7	150,1	156,2	162,5	169,0	175,5	181,4
	korr.	112,2	119,8	127,3	134,6	141,8	148,9	155,8	162,6	169,3	175,8	182,2
Spannungsdifferenz	gef.	7,0	7,1	7,5	7,6	8,4	6,2	6,2	6,5	6,5	5,9	
	korr.	7,6	7,5	7,3	7,2	7,1	6,9	6,8	6,7	6,5	6,4	

noch gar nicht berücksichtigt, daß durch die Ablesungen weitere Fehler in unsere Beobachtungen hineingetragen werden können.

Eine Ausgleichsrechnung ist stets mühsam und zeitraubend, in unserem Falle sogar nicht mal einwandsfrei, da bei ihr die stets vorhandenen Unregelmäßigkeiten des Blättchens nicht berücksichtigt werden. — Wir können nun den Einfluß sämtlicher möglichen Fehlerquellen — Unregelmäßigkeiten des Blättchens, Ablesungsfehler, Fehler in der Bestimmung der angelegten Spannungen — auf die Zahlen der 4. und 5. Zeile stark herabmindern, wenn wir zur Ablesung ein Mikroskop mit Okularskala benutzen und bei der Graduierung der Skala nicht die Spannungen selbst, sondern direkt den Spannungsunterschied zwischen je 2 Teilstrichen in Rechnung ziehen.

Das mit dem Elektrometer fest verbundene Mikroskop hat doppelten Zweck: einmal wird, wie ich bereits in einer früheren Arbeit betonte[1]), jede Parallachse beim Ablesen vermieden, dann — und das ist vielleicht von noch größerer Bedeutung — kommt bei den Messungen nur ein verhältnismäßig kleiner und stets derselbe Bereich des Blättchens in Betracht. Nun werden sich immer leicht Blättchen finden lassen, die in einem kleinen Bereich keine „störenden" Unregelmäßigkeiten zeigen. Da diese bei der vergrößernden Wirkung des Mikroskops mehr hervortreten, als bei der jetzt soviel gebrauchten Elster und Geitelschen Ablesung mit Spiegel und Skala, wird man freilich immer einige Blättchen durchprobieren müssen, ehe man ein passendes gefunden haben wird.[2])

Die relativen Spannungsdifferenzen zwischen den Teilstrichen bekommen wir, wenn wir auf das geladene Elektroskop die β- und γ-Strahlen eines in Glas eingeschmolzenen Radiumpräparates wirken lassen und die Zeiten bestimmen, die das Blättchen zum Durchwandern der einzelnen Skalenteile braucht. Falls Sättigungsstrom vorhanden, sind diese Zeiten den jeweiligen Spannungsdifferenzen proportional; sollte die Form des Elektroskops zweifelhaft lassen, ob wirklich Sättigungsstrom vorhanden, so braucht man nur das Elektroskop mit einem nicht zu kleinen Luftkondensator zu verbinden und diesen allein den Radiumstrahlen auszusetzen.

Wie sich die Zeit- bezw. die Potentialdifferenzbestimmungen durchführen lassen, geht aus folgender Tabelle hervor, die zu einem von mir viel benutzten Elektrometer gehört.

In der ersten Zeile steht der Teilstrich der Okularskala, in der zweiten die Zeit des Blättchendurchganges durch den Teilstrich, in der dritten die Zeit, die das Blättchen zum Durchwandern des vorhergehenden und nachfolgenden Skalenteiles gebraucht, d. h. die Potentialdifferenz für 2 Skalenteile in relativem Maß (Mittelwerte aus drei einzelnen Beobachtungssätzen.) — Ich möchte noch betonen, daß die Zahlen der letzten Zeile aus fortlaufenden Beobachtungssätzen gebildet sind. Fortlaufende Beobachtungssätze sind schnell durchzuführen und geben immer ein besseres Gesamtbild, als viele unabhängige Einzelbeobachtungen, da eben die absolute Genauigkeit der gefundenen Zahlenwerte mit ihrer Entfernung vom o-Punkt (d. h. hier der Anfangszeit) wächst. — Die Zeitdifferenzen sind für zwei Skalenteile (z. B. o—2; 0,5—2,5 usw.) gebildet, weil bei kleineren Zeit- und Skalenintervallen die Beobachtungsfehler sich störend bemerkbar machen.

Trägt man die Zahlen der ersten und dritten Zeile unserer Tabelle 2 in ein Kurvenblatt als Abszissen und Ordinaten ein, so kommt man zu Fig. 1, aus der deutlich hervorgeht, daß die Empfindlichkeit des Apparates vom Anfang bis zum Ende der Skala in stetiger, freilich durchaus nicht einfacher Weise abnimmt. Dieser stetige Verlauf ist ein Zeichen für das Fehlen der von

1) H. W. Schmidt, diese Zeitschr. **6**, 561, 1905.

2) Das Schneiden der zwischen Pauspapier gelegten Aluminiumfolie gelang mir am besten auf einer Kernlederunterlage mit einem scharfen Rasiermesser. Man bekommt so Blättchen, die selbst bei 40facher Vergrößerung scharfe Ränder zeigen. Bei weiterer Vergrößerung wird dann freilich die schwach wellenförmige Gestalt des Randes störend.

Tabelle 2.

Teilstrich	0,0	0,5	1,0	1,5	2,0	2,5	3,0	3,5	4,0	4,5	5,0
Durchgangszeit . .	0	13,3	26,0	40,0	52,7	66,3	80,7	96,7	109,3	123,7	139,0
Rel. Pot.-Diff. für zwei Skalenteile			52,7	53,0	54,7	55,7	56,6	57,4	58,3	58,3	59,7
Teilstrich	5,5	6,0	6,5	7,0	7,5	8,0	8,5	9,0	9,5	10,0	
Durchgangszeit . .	154,0	169,0	183,7	198,7	213,7	228,0	243,7	260,3	276,7	292,7	
Rel. Pot.-Diff. für zwei Skalenteile	60,0	59,7	59,7	59,0	60,0	61,6	63,0	64,7			

Herrn Ebert[1]) so genannten Cri-cri-Erscheinung, die darin besteht, daß das Blättchen bei gleichmäßigem Ladungsverlust des Elektroskops an bestimmten Stellen der Skala auffallend langsam, an anderen Stellen auffallend rasch wandert, manchmal sogar über einen größeren oder kleineren Bereich der Skala gewissermaßen springt. Verursacht wird diese „störende" Unregelmäßigkeit durch Knicke oder Falten der Aluminiumfolie, die bei bestimmter Neigung des Blättchens plötzlich verschwinden und dann zu einer ruckweisen Bewegung Veranlassung geben, während die Bewegung vor dem Verschwinden der Knicke verlangsamt wird. — Bei unserer Eichmethode kommt die störende Cri-cri-Erscheinung sofort zutage. Natürlich muß man jedes fehlerhafte Blättchen entfernen und durch ein besseres ersetzen.

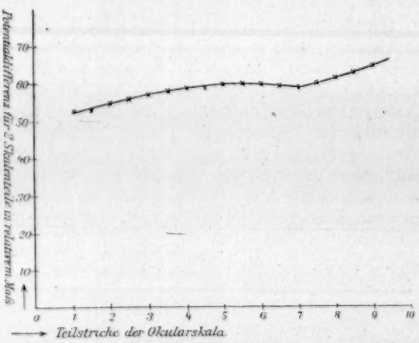
Bei vielen Messungen werden uns die relativen Zahlen der Tabelle 2 genügen. Nun ist es durch Anlegen von bekannten Spannungen nicht schwierig, absolute Zahlen zu erhalten. Bei dem in Tabelle 2 benutzten Elektrometer ergab sich z. B. für Teilstrich 1 bezw. 9 169,0 bezw. 143,7 Volt.[2]) Das ist eine Differenz von 25,3 Volt. Der gleiche Spannungsabfall geht bei der Versuchsanordnung der Tabelle 2 in 234,3 Sekunden vor sich. Mit Hilfe dieser beiden Zahlen kann man leicht berechnen, wie viel Volt jeder Sekunde entsprechen und auf jeden einzelnen Skalenteil kommen. Eine Eichtabelle in Volt für die einzelnen Teilstriche der Skala ist dann leicht aufzustellen.

Die absoluten Angaben dieser Eichtabelle werden dieselbe Genauigkeit haben, mit der die Spannungen bei Teilstrich 1 und 9 bestimmt sind. Die absolute Genauigkeit der Spannungsdifferenzen zwischen den einzelnen Teilstrichen ist nach dem oben Gesagten natürlich kleiner.

1) H. Ebert, diese Zeitschr. **6**, 642, 1905.

2) Die Spannungen waren zur Erhöhung der Genauigkeit für mehrere Teilstriche bestimmt; die hier gegebenen Zahlen sind wieder durch Ausgleichsrechnung gewonnen.

In der Kurve der Fig. 1 ist die relative auf zwei Skalenteile kommende Spannungsdifferenz eingetragen. Wenn wir die Spannungsdifferenzen für kleinere Intervalle bestimmt hätten — durch Festlegung von mehr Durchgangszeiten in Tabelle 2 bei schwächerem Sättigungsstrom — so würden sich in der Kurve die Unregelmäßigkeiten des Blättchenrandes etwas mehr bemerkbar machen. Freilich liegen die Abweichungen von der hier gegebenen Kurve innerhalb der Fehlergrenze einer einzelnen Ablesung.



Immerhin ist es bei Benutzung des Elektrometers deshalb vorteilhaft, die Ablesungsintervalle nicht zu klein zu wählen. Unter Umständen muß man nun sehr kleine Potentialdifferenzen bestimmen. Dann empfiehlt es sich, nicht nur am Anfang und Ende der Beobachtung je eine Ablesung zu machen, sondern auch zu dazwischen liegenden Zeiten, wenn z. B. das Blättchen gerade einen kleinen Teilstrich passiert. Man wird dann wieder, genau wie in Tabelle 2 bei der Berechnung der dritten Zeile, je zwei entfernt stehende Zahlen des Beobachtungssatzes zusammenfassen und dann aus sämtlichen er-

haltenen Zahlen das Mittel nehmen. Auf diese Weise werden die bei der Anfangs- und Endablesung gemachten Fehler das Hauptresultat nicht mehr beeinflussen, als jede Zwischenbeobachtung.

Diese Berechnungsmethode ist im Prinzip identisch mit ähnlichen Mittelwertsmethoden der messenden Physik, die ja alle bezwecken aus möglichst viel Ablesungen ein Schlußresultat von größerer Genauigkeit zu erhalten, als sie mit einer einzelnen Ablesung zu erzielen ist. — Namentlich hat sie sich bei Aufnahme von schnell verlaufenden Abklingungskurven bewährt. Hier muß man ja stets gleichzeitig zwei Zeitbestimmungen machen: einmal die Zeit vom Beginn der Beobachtung an gerechnet und dann die Zeit, in der ein bestimmter Potentialabfall vor sich geht. Auf die Schwierigkeit derartiger Beobachtungen mit zwei Uhren, z. B. einer großen Wanduhr und einer Stechuhr, habe ich schon einmal hingewiesen (l. c., S. 564). Bei der hier beschriebenen Methode braucht man nur eine einzige Uhr, am besten eine Zeigeruhr mit Klopfwerk; doch genügt auch eine Stechuhr. Diese setzt man zum Beginn der Beobachtung in Bewegung und notiert sich die Durchgangszeiten durch die einzelnen Teilstriche.[1]) Nach Beendigung des Beobachtungssatzes kann man aus den notierten Zahlen die beiden gewünschten Zeiten berechnen.[2])

Ich glaube, daß man mit der beschriebenen Beobachtungsmethode unter Benutzung eines sorgfältig geeichten Blattelektrometers mindestens so gute Resultate erzielen kann, wie mit einem Quadrantenelektrometer. Und dabei bietet das Blattelektrometer wegen seiner Einfachheit, seiner geringen Kapazität und seiner Unabhängigkeit von äußeren elektrischen Störungen so unschätzbare Vorteile, daß man es nicht nur als ein „Notbehelf bei Messungen auf Reisen“[3]) ansehen darf, sondern es getrost neben die anderen elektrostatischen Meßinstrumente im Laboratorium setzen kann.

1) Bei einiger Übung kann man in jeder Minute 4—6 derartige Durchgangszeiten auf 0,5 Sekunden genau bestimmen.

2) Beispiele für derartig durchgeführte Beobachtungssätze sind in einer vom Verf. gemeinsam mit Herrn Kurz gemachten Arbeit vorhanden, die demnächst unter dem Titel „Radioaktivität von Quellen etc.“ in dieser Zeitschrift erscheinen wird.

3) H. Ebert, l. c.

Gießen, 26. Dezember 1905, Physikalisches Institut der Universität.

(Eingegangen 27. Dezember 1905.)

Das Feld eines rotierenden Elektrons.

Von J. Geest.

1. Mehrere Abhandlungen enthalten Andeutungen über das von einem rotierenden Elektron erregte Feld. So wurde von Max Abraham[1]) das Vektorpotential sowohl für das innere wie für das äußere Feld unter der Annahme der Kugelgestalt und homogener Volumladung des Elektrons mitgeteilt, während von A. Sommerfeld[2]) die gleichmäßige Rotation eingehend untersucht wurde. H. A. Lorentz[3]) gibt die Lösung nur teilweise für einige Spezialfälle. Vor kurzem wurde nun von A. H. Bucherer[4]) die vollständige Lösung für ein sphärisches Elektron mit gleichmäßiger Flächendichte gegeben. Ich habe erstens die Aufgabe verallgemeinert und den Fall homogener Volumladung in einer Kugelschale betrachtet und zweitens eine direkte Ableitung mit Hilfe der von Lorentz und Wiechert[5]) entwickelten Methode gegeben.

2. Es sei ϱ die Ladungsdichte des Elektrons, v die Geschwindigkeit eines seiner Punkte, d die dielektrische Verschiebung im freien Äther, h die magnetische Feldstärke, so findet man nach Lorentz' Theorie die Feldstärken in einem Punkte zu einem bestimmten Augenblick t, aus:

$$d = -\frac{1}{c}\dot{a} + \text{grad.}\,\varphi$$
$$h = \text{rot.}\,a,$$

wenn φ das sogenannte skalare Potential und a das Vektorpotential (mit den Komponenten a_x, a_y, a_z) ist, welche Größen bestimmt sind durch die Formeln

$$\varphi = \frac{1}{4\pi}\int \frac{1}{r}\,[\varrho]\,ds$$
$$a_x = \frac{1}{4\pi c}\int \frac{1}{r}\,[\varrho v_x]\,ds$$
$$a_y = \frac{1}{4\pi c}\int \frac{1}{r}\,[\varrho v_y]\,ds$$
$$a_z = \frac{1}{4\pi c}\int \frac{1}{r}\,[\varrho v_z]\,ds.$$

Die benutzten Einheiten sind die von Lorentz[6]) eingeführten. Die Integrationen sollen über den ganzen Raum ausgedehnt werden. Unter r verstehen wir die Entfernung vom betrachteten Punkte, während die [ ] andeuten, daß man diejenigen Werte der eingeklammerten Größen

1) Max Abraham, Ann. d. Phys. **10**, 105, 1903.

2) A. Sommerfeld, Gött. Nachr. 1904, Heft 2 u. 5.

3) Encykl. d. Math. Wiss. Bd. V_2, Heft 1.

4) A. H. Bucherer, diese Zeischrift **8**, 225, 1905.

5) H. A. Lorentz, Verslagen kon. Ac. van Wetenschappen 1903; E. Wiechert, Arch. Neerl. Lorentz Festschrift S. 549.

6) Encykl. d. Math. Wiss. Bd. V_2, Heft 1.

zu wählen habe, welche diese zu einer Zeit $t-\frac{r}{c}$ besaßen.

3. Das Elektron sei kugelförmig mit homogener Ladungsverteilung zwischen den Radien b und a $(b>a)$ und habe eine gleichmäßige Rotation ω. Wir wählen ein im Raume festes Koordinatensystem durch den Mittelpunkt O, die Z-Achse sei Rotationsachse und der Punkt P liege in der XZ-Ebene (dieses ist ohne Beschränkung der Allgemeinheit erlaubt). Wir nennen die Distanz OP r_0, die Koordinaten des Punktes P x_0 und z_0. Die Koordinaten eines Punktes Q des Elektrons seien x, y, z oder falls $OR=u=\sqrt{x^2+y^2}$ und $<ROX=\psi$

$$x=u\cos\psi$$
$$y=u\sin\psi,$$

während $\psi=\omega t$ zu setzen ist.

Es ist

$$v_x=-\omega y$$
$$v_y=-\omega x$$
$$v_z=0.$$

Für das skalare Potential findet man das gewöhnliche elektrostatische Potential.[1]) Das elektrische Feld wird durch die Drehung nicht geändert, wie schon von Abraham (l. c.) hervorgehoben wurde. Für die Komponenten des Vektorpotentials gilt

$$a_x=-\frac{\varrho\omega}{4\pi c}\int\frac{[y]}{r}\,ds$$
$$a_y=\frac{\varrho\omega}{4\pi c}\int\frac{[x]}{r}\,ds$$
$$a_z=0.$$

Wir denken die Dimensionen des Elektrons so klein, daß man ohne großen Fehler $t-\frac{r_0}{c}$ für $t-\frac{r}{c}$ setzen kann. Dann ist

$$[x]=x\cos\omega\frac{r_0}{c}+y\sin\omega\frac{r_0}{c}$$
$$[y]=y\cos\omega\frac{r_0}{c}-x\sin\omega\frac{r_0}{c}.$$

Es bleiben die Integrale

$$\int\frac{x}{r}\,ds \text{ und } \int\frac{y}{r}\,ds$$

zur Lösung übrig. Das zweite dieser Integrale verschwindet, während man für das erstere verschiedene Werte findet, je nachdem $r_0>b>a$, $r_0<a<b$ oder $b>r_0>a$ ist. Es ergeben sich die Werte

(1) für $r_0>a>b$ $\quad\frac{4\pi}{15}\frac{b^5-a^5}{r_0^3}x_0.$

(2) für $r_0<a<b$ $\quad\frac{2\pi}{3}(b^2-a^2)\,x_0.$

(3) für $a<r_0<b$ $\quad\frac{2\pi}{15}\left(5b^2-3r_0^2-2\frac{a^5}{r_0^3}\right)x_0.$

Unter Unterdrückung des Index o und Einführung des Winkels γ zwischen ω und r findet man

$$a_x=\frac{\varrho\omega\sin\omega\frac{r}{c}}{4\pi c}\int\frac{x}{r}\,ds \qquad a_y=\frac{\varrho\omega\cos\omega\frac{r}{c}}{4\pi c}\int\frac{x}{r}\,ds$$

oder

$$a=\frac{r\omega}{4\pi c}\int\frac{x}{r}\,ds$$

einen Vektor, welcher mit der Y-Achse den Winkel $\omega\frac{r}{c}$ bildet.

Die Lösung wird also

(1) $$a=\frac{\varrho\omega}{15c}\frac{b^5-a^5}{r^2}\sin\gamma$$

(2) $$a=\frac{\varrho\omega}{6c}(b^2-a^2)\,r\sin\gamma$$

(3) $$a=\frac{\varrho\omega}{30c}\left(5b^2-3r^2-2\frac{a^5}{r_3}\right)r\sin\gamma.$$

Für den Fall einer vollständig ausgefüllten Kugel mit Radius R und Ladung e gehen diese Werte über in[1])

$$a=\frac{e\omega R^2}{20\pi c}\frac{\sin\gamma}{r^2}\quad\text{für } r>R,$$

$$a=\frac{e\omega}{4\pi c}\left(\frac{1}{2R}-\frac{3}{10}\frac{r^2}{R^3}\right)r\sin\gamma\quad\text{für } r<R.$$

Bei homogener Flächendichte findet man

$$a=\frac{e\omega R^2}{12\pi c}\cdot\frac{\sin\gamma}{r^2}\quad\text{für } r>R,$$

$$a=\frac{e\omega}{12\pi cR}\cdot r\sin\gamma\quad\text{für } r<R.$$

4. Aus den angegebenen Werten des Vektorpotentials folgern wir:

a) die magnetische Kraft in einem Punkte P des Feldes ist parallel mit der Meridianebene in einer Stellung, welche sie vor einer Zeit $\frac{r}{c}$ einnahm;

b) das gleichmäßig rotierende Elektron verhält sich wie ein magnetisiertes Teilchen, dessen Achse mit der Rotationsachse zusammenfällt und dessen Moment folgende Werte (M) aufweist:

(1) im allgemeinen Falle: $M=\frac{\varrho\omega}{15c}(b^5-a^5)$

$$=\frac{e\omega}{20\pi c}\frac{b^5-a^5}{b^3-a^3},$$

(2) im Falle einer vollständig ausgefüllten Kugel:

1) Das elektrostatische Feld ist für den betrachteten Fall ausführlich behandelt von C. H. Wind. (Arch. Neerl. Lorentz' Festschrift S. 609.)

1) Vgl. Abraham l. c., Formel 25b.

$$M = \frac{e\omega R^2}{20\pi c},$$

(3) im Falle einer unendlich dünnen Kugelschale:

$$M = \frac{e\omega R^2}{12\pi c}.$$

Im allgemeinen Falle und im zweiten Spezialfalle ist das innere Feld homogen und parallel mit der Drehachse.

Die magnetische Energie berechnet sich aus $T = \int {}^1/_2 h^2 ds$; für die äußere Energie findet man im Falle von Flächenladung

$$T = \frac{e^2\omega^2 R}{108\pi c^2},$$

während die innere Energie gleich $\frac{e^2\omega^2 R}{54\pi c^2}$, also als Gesamtwert $T = \frac{e^2\omega^2 R}{36\pi c^2}$. Die äußere Energie bei Volumladung ist $= \frac{e^2\omega^2 R}{300\pi c^2}$, im allgemeinen Falle $\frac{e^2\omega^2}{300\pi c^2} \frac{1}{b^3}\left(\frac{b^5 - a^5}{b^3 - a^3}\right)^2$. Die innere Energie im letzten Falle $\frac{e^2\omega^2}{24\pi c^2} \cdot a^3 \left(\frac{b^2 - a^2}{b^3 - a^3}\right)^2$.

Gouda, Dez. 1905.

(Eingegangen 20. Dezember 1905).

Zur Deutung des Erdmagnetismus. Erwiderung auf eine Bemerkung des Herrn R. Gans.

Von A. Pflüger.

Zu meiner Notiz: Zur Deutung des Erdmagnetismus, diese Zeitschrift 6, 415—416, 1905, bemerkt Herr Gans in den Beiblättern Bd. 29, S. 1252, 1905: „Die theoretischen Betrachtungen sind jedoch nicht streng, da bei der Berechnung der ponderomotorischen Kräfte auf einen Magneten die Kompensationsladungen (H. A. Lorentz, Math. Encyklop. 5, S. 260) hätten berücksichtigt werden müssen."

Herr Gans befindet sich hier im Irrtum. Meine numerische Berechnung stützt sich, wie ich überdies in meiner Notiz ausdrücklich angegeben habe, auf eine bisher nicht veröffentlichte theoretische Betrachtung des Herrn Bucherer, die (und das ist eben das Interessante an dem behandelten Spezialfall) in voller Strenge zu dem Resultat führt, daß die ponderomotorische Kraft auf einen mit der geladenen Kugel rotierenden Magneten dieselbe ist, wie die auf einem ruhenden Magneten. Herr Gans würde also seine gegenteilige Ansicht zunächst mit derselben Strenge zu erweisen haben.

Dagegen ist mir ein Versehen unterlaufen, das ich an dieser Stelle berichtigen will. Herr Bucherer benutzt eine um 4π kleinere Einheit der Elektrizitätsmenge als Herr Exner. Die Exnersche Erdladung ist dann als $e = -2{,}4 \cdot 10^{17}$ anzunehmen, und die hieraus folgende erdmagnetische Intensität würde etwa 10000 mal kleiner sein, als die beobachtete.

Bonn, im Dezember 1905.

(Eingegangen 31. Dezember 1905.)

Zur Darstellung Lichtenbergscher Figuren in Vorlesungen.

Von W. Holtz.

Ich möchte an meinen Aufsatz über die Lichtenbergschen Figuren (diese Zeitschr. 6, 319, 1905) nachträglich noch eine Bemerkung knüpfen, welche für diejenigen, welche diese Figuren in Vorlesungen darstellen, vielleicht nicht überflüssig ist.

Die beste Anordnung ist so, daß die Leydener Flasche, mit welcher man die Figuren erzeugen will, in einem anderen Zimmer geladen wird, weil die Darstellung nur dann gut gelingt, wenn die hierzu nötigen Ebonitplatten vor der Entladung völlig unelektrisch sind. So wurden auch meine ehemaligen Versuche angestellt, was ich in meiner Arbeit hervorzuheben vergaß. Wo diese Anordnung unbequem ist, lege man die vorher abgewaschenen und wieder getrockneten Ebonitplatten in einen Blechkasten mit Deckel, den man dann auf den Experimentiertisch stellen kann[1]), und nehme eine derselben erst heraus, um sie zu bestäuben und den zugespitzten Leiter darüber zu stellen, nachdem man die Flasche an der Influenzmaschine geladen hat.

Verfährt man anders, so wird die Platte, während man die Maschine dreht, meist schon vorher elektrisch, sei es durch die Tischfläche, wenn der eine Pol nach dieser abgeleitet ist, oder durch die Luft wegen Ausströmung aus dem isolierten Pole, solange dieser nicht mit der Flasche verbunden ist, oder durch den zugespitzten Leiter unter der Influenzwirkung der Tischfläche, wenn dieser schon über der Platte steht, letzteres auch dann, wenn die Platte an ihrer Unterseite metallisch belegt ist, ersteres eher, wenn sie unbelegt auf einer Metallfläche liegt, alles weniger natürlich, wenn man zwei Flaschen gleichzeitig ladet, oder die Ableitung des einen Pols nach der Gas- oder Wasserleitung führt.

Wie stark die Tischplatte, wenn der eine Pol nach ihr abgeleitet ist, während der Drehung der Maschine elektrisch wird, sieht man leicht,

1) In ähnlicher Weise schütze ich mein Goldblattelektroskop, indem ich es auf ein Blechstück setze und eine hohe Blechdose, deren Deckel ich abgenommen habe, darüber stülpe.

wenn derselben währenddessen, gleichviel an welcher Stelle, der Knopf eines Elektroskops genähert wird. Der Grund ist natürlich, daß das Untergestell die Elektrizität nicht so schnell nach dem Fußboden überführen kann, als sie entwickelt wird.

Ich wunderte mich oft darüber, daß mir die Lichtenbergschen Figuren bei Gebrauch der Influenzmaschine nicht so gut gelingen wollten, als es früher geschah, wo ich nur eine Reibzeugmaschine hatte, bis ich endlich die Ursache erkannte.

Natürlich spielt bei der Darstellung der Figuren auch der Umstand eine Rolle, daß Ebonit an seiner Oberfläche mit der Zeit leitend wird.

(Eingegangen 16. Januar 1906.)

Über die Lichtempfindlichkeit des Selens.

Sechste Mitteilung.[1])

Von N. A. Hesehus.

1. Ziel der vorliegenden Arbeit. Zurzeit scheint mir die Frage über die Lichtempfindlichkeit des Selens beinahe gänzlich aufgeklärt zu sein. Während die spezifischen Eigenschaften des Selens im Laufe von etwa zwanzig Jahren kein Interesse zu haben schienen, lenkten sie in den letzten Jahren aufs neue die Aufmerksamkeit mehrerer Forscher auf sich. Die Ergebnisse der neueren Arbeiten bestätigen zum Teil das, was schon früher erbracht und inzwischen wieder vergessen wurde; zum Teil aber bringen sie wirklich neue experimentelle Tatsachen, welche eine wesentliche Bedeutung für die Theorie dieser Erscheinung haben. Da ich der hier diskutierten Frage, die mich schon lange interessierte, einige experimentelle Untersuchungen widmete und sie, wie es scheint, theoretisch vollkommen befriedigend erklärte, so erscheint es begreiflich, daß ich die in letzter Zeit erschienenen Arbeiten, welche den mich interessierenden Gegenstand berühren und ihn von mehreren Seiten beleuchten, nicht mit Gleichgültigkeit übergehen konnte. Dementsprechend wird auch das Ziel der vorliegenden Arbeit darin bestehen, daß man die Bedeutung der neuen Ergebnisse abschätzen, diese mit den alten vergleichen und auf solche Weise die Möglichkeit der vollständigen und, wie es scheint, endgültigen Aufstellung der Frage erhalten kann. Eine derartige Zusammenstellung führte mich schließlich zu einer annähernden theoretischen Auflösung einer Aufgabe, die bis jetzt unaufgeklärt blieb, d. h. der Aufgabe über die Lichtnachwirkung im Selen.

2. Resultate der Versuche Ruhmers über die Abhängigkeit des elektrischen Leitungsvermögens des Selens von der Beleuchtung. Die Versuche Ruhmers[1]) sind für uns besonders in der Beziehung interessant, daß sie an einigen Selenzellen bei sehr verschiedenen Beleuchtungintensitäten (4 bis 80000 Lux d. h. Kerzenlicht in 1 m Abstand) ausgeführt wurden; in den Ergebnissen dieser Versuche haben wir also ein großes Material zur Beurteilung der Veränderlichkeit des Selenwiderstands je nach der Intensität der Beleuchtung.

Schon früher habe ich gezeigt, daß das Verhältnis m'/m (wo $m = (c - c_0) : c_0 = (r_0 - r) : r$; hier ist c Leitungsfähigkeit, r Widerstand; m' ist dieselbe Größe, die aber einer 4 mal stärkeren Beleuchtung entspricht) beim Beleuchtungswechsel von 0 bis ∞ zwischen 4 und 1 variieren muß. Bei der Berechnung von m'/m aus den mir damals bekannten experimentellen Angaben wurden verschiedene Größen von 3 bis 1,3 erhalten. Ich hielt für bewiesen, daß diese Angaben meine Schlußfolgerungen bestätigen. Indem man die Angaben Ruhmers benutzt, kann man die Variationsgrenzen bedeutend erweitern und die vollständige Übereinstimmung zwischen den theoretischen Voraussetzungen und Versuchsergebnissen also definitiv außer Zweifel stellen. In der Tat erhält man aus den Angaben Ruhmers für schwache Beleuchtung (4 Lux) und für 4 Selenzellen $m'/m = 3{,}6$ und für das fünfte (Nr. 77) sogar 3,8; für starke Beleuchtung (20000 — 80000 Lux) war aber in einem Falle (Nr. 69) $m'/m = 1{,}2$ im anderen (Nr. 112) sogar 1,14. — Für die aus den Versuchen erhaltenen Grenzen haben wir also einerseits 3,8 und anderseits 1,14. Die Frage wäre also hiermit erledigt. Das Gesetz von Adams, nach welchem die Veränderung der Leitungsfähigkeit des Selens umgekehrt proportional der Quadratwurzel aus der Beleuchtung ist, sowie auch andere aus den Versuchen erhaltene Abhängigkeiten stellen nur einen besonderen Fall des komplizierteren Gesetzes dar, das durch die von mir gefundene Formel (Aufsatz 2 u. 3) ausgedrückt wird:

$$i = a(b^m - 1) = \alpha m + \beta m^2 + \gamma m^3 + \ldots$$

3. Verschiedene Modifikationen des Selens. Weiches und hartes Selen nach Ruhmer. Die weiche und harte Modifikation des Selens von Ruhmer ist nichts anderes, als der (1) und (2) Selenzustand von Siemens, dessen Eigenschaft von mir im Aufsatz 2 erläutert wurde. Die verschiedenen Selenarten, mit welchen die interessanten Versuche Fritts aus-

1) 1., 2. u. 3. Aufsatz, J. d. Russ. Phys.-Chem. Gesellsch. 1883 im Repertorium der Physik (von F. Exner) 1884. 4. Aufsatz, J. d. Russ. Phys.-Chem. Gesellsch. 1884. 5. Aufsatz, J. d. Russ. Phys.-Chem. Gesellsch. 1903.

1) E. Ruhmer, diese Zeitschr. **3**, 468, 1902.

geführt wurden und welche zuweilen zu eigenartigen und widersprechenden Ergebnissen führten, stellen Konglomerate verschiedenartiger Selenteilchen dar, welche folgerecht allotropische Modifikationen voneinander sind, wie darauf in meinem 4. Aufsatze hingewiesen wurde. Es bleibt also nur übrig, bei einigen Details, die sich auf die Charakteristik und das praktische Prüfungsverfahren gewisser Selenarten beziehen, zu verweilen.

Die Versuchsergebnisse sind in einer Zahlenreihe, welche den Selenwiderstand bei verschiedenen Beleuchtungen ausdrückten, dargestellt. Diese Zahlen weisen noch auf keine Eigenschaft der zu prüfenden Selenart hin. Man muß entweder das Verhältnis zwischen ihnen oder die relativen Veränderungen der Leitungsfähigkeit oder die Konstanten a und b in der unter 2 angeführten Formel berechnen.

Für fünf von Ruhmer untersuchte Selenzellen werden folgende Größen der relativen Veränderungen der Leistungsfähigkeit

$$m = \frac{c - c_0}{c_0} = \frac{r_0 - r}{r}$$

erhalten:

Nr. 1 (69)	2 (112)	3 (8)	4 (77)	5 (c)
Lux	m	—	—	—
4,1	1	1,6	1	0,33	0,17
5,6	1,22	1,95	1,22	0,43	0,21
8	1,5	2,3	1,5	0,52	0,23
—	—	—	—	—	—	—	—	—
50	3	4,07	3,5	1,12	0,32
—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—
5000	12,3	17	14	6,14	1,41
20000	16,4	24,7	21	15,7	2,7
80000	19,5	28	31	—	—

Diese Angaben charakterisieren sehr gut die weichen (1, 2 u. 3) und harten (4 u. 5) Muster der Selenzellen Ruhmers. Es ist klar, daß das harte Selen durch das vorhergehende Erhitzen nicht genügend vorbereitet wurde, infolgedessen ist es für schwache Beleuchtung nur wenig empfindlich; das starke Licht verursacht aber die Veränderung des allotropischen Zustands, welche auch vorher durch Erhitzen ausgeführt werden könnte. In der Tat wird das harte Selen beim Erhitzen von 100 bis 150° und darauf folgender schneller Abkühlung erhalten; das weiche Selen bildet sich dagegen beim Erhitzen bis 200° und bei langsamer Abkühlung.

Für praktische Zwecke, zur Schallverbreitung mittels des Photophons, wenn man starke Lichtquellen zu benutzen hat, wird man das harte Selen bevorzugen. Es ist also wichtig, ein Mittel bei der Hand zu haben, Selenarten schnell erkennen zu können. Aus der angeführten Tabelle ersieht man, daß man zu diesem Zwecke die aus dem Versuche für Beleuchtungsstärke 4 und 5 (d. h. soviel Kerzen im Abstand von 1 Meter) erhaltene relative Veränderung der Leitungsfähigkeit $\left(m = \frac{c - c_2}{c_0} = \frac{r_0 - r}{r}\right)$ benutzen kann, welch letztere für das weiche Selen 1 oder > 1 und für das harte $< 1/2$ gefunden wird.

Was nun die Konstanten in der Formel $i = a\,(b^m - 1)$ anbelangt, so haben sie für das weiche Selen ungefähr folgende Werte: $a = 5$, $b = 2$; für das harte Selen ist aber die Formel, wie man das schon früher vermuten konnte, nicht passend; in derselben ist die Größe b, die für schwaches Licht berechnet wurde, viel größer, als diejenige für starkes Licht, wenn a als konstant vorausgesetzt wird. Bei einer sehr starken Beleuchtung wurden übrigens auch in bezug auf das weiche Selen Unregelmäßigkeiten beobachtet. All dies führt zum Schlusse, daß bei starkem Lichte im weichen, sowie auch im harten Selen eine weitere temporäre allotropische Änderung (in der Richtung der verstärkten Empfindlichkeit) stattfindet. Im harten Selen wird außerdem infolge der schnellen Abkühlung bei seiner Darstellung eine wenig empfindliche äußere Schicht gebildet, welche nur wenig permeabel für die schwachen Lichtstrahlen ist. Im allgemeinen muß man ein jedes Selen, das durch das vorhergehende Erhitzen vorbereitet wurde, als ein Konglomerat betrachten, in welchem je nach der Art seiner Darstellung dieser oder jener allotropische Zustand vorherrscht, wodurch seine lichtempfindlichen Eigenschaften bedingt werden. Das vollständig weiche Selen würde nur einen Grenzfall darstellen, in welchem sich alle seine Teile in gleichem allotropischen (lichtempfindlichen) Zustand befinden.

4. Lichtnachwirkungen im Selen. Die Tatsache, daß im Selen gleichzeitig mit den momentanen Lichtwirkungen auch die sogenannten Nachwirkungen erscheinen, welche bei Beleuchtung sowie auch nach dem Aufheben derselben nur langsam verlaufen, fällt einem jeden, der sich viel mit dem Selen beschäftigt, in die Augen. Auf die Lichtnachwirkungen wiesen in ihren Abhandlungen schon Salet (1873), Forßmann (1877), W. Siemens (1876—1877), Egoroff (1877) u. a. hin. Einer eingehenderen Untersuchung aber wurde diese Frage erst von mir 1883 (s. meinen Aufsatz 1), S. Kalischer (1887)[1]) und E. Ruhmer (1902) unterworfen. Von mir wurde bewiesen, daß der Verlauf der bleibenden Veränderungen der elektrischen Leitungsfähigkeit von Selen demjenigen der bleibenden Deformation bei der Erscheinung der sogenannten elastischen Nachwirkung vollkommen gleich ist. So hängt z. B.

1) Wied. Ann. **31**, 101, 1887.

die Dauer der Rückkehr zum ursprünglichen Zustande direkt von der Dauer der vorherigen Einwirkung ab, d. h. von der Beleuchtung im ersten und von der Deformation im zweiten Falle. Auch erwies es sich möglich, eine komplizierte Lichtnachwirkung im Selen zu beobachten, ähnlich derjenigen, die in einem Körper, in welchem eine komplizierte Deformation stattgefunden hat, bemerkt wird, wenn derselbe z. B. scheinbar willkürlich zunächst länger und dann wieder kürzer wird, um sich nachher von neuem zu verlängern usw., oder aber wie es bei bleibenden Ladungen in Leydener Flaschen stattfindet, wenn die positive Ladung in die negative von selbst verwandelt wird usw. So konnte man, nachdem das Selen den wechselnden Einwirkungen vom Licht und Dunkel unterworfen war, mit dem Galvanometer beobachten, daß „sich der Selenwiderstand zunächst verkleinerte und dann ohne einen Wechsel der äußeren Bedingungen von selbst vergrößerte." Außerdem wurde u. a. die Beeinflussung der Geschwindigkeit der nachbleibenden Veränderungen der elektrischen Leitungsfähigkeit des Selens durch Erschütterungen (Anklopfen) beobachtet. „Bei jedem Anklopfen wurde eine Beschleunigung der Bewegung bemerkbar." Wir können also den Schluß ziehen, daß die Erschütterung einen gleichen Einfluß auf die Lichtnachwirkung im Selen ausübt, den sie auf die nachbleibende Ladung der Leydener Flasche oder auf die elastische Nachwirkung hat. „Dieses bedeutet, daß im betrachteten Falle die Verbreitung der Lichteinwirkungen im Selen von den einen Molekülen zu den anderen auf einen Widerstand (Reibung) stößt, welcher durch die äußeren Erschütterungen überwunden wird."

Kalischer lenkte in seinen Untersuchungen über die Entstehung der elektromotorischen Kraft im Selen und die Veränderung desselben beim Belichten die Aufmerksamkeit darauf, daß die Geschwindigkeit der Rückkehr zum ursprünglichen Zustande von der Stärke und Dauer der vorherigen Beleuchtung abhängt.

Ruhmer stellte schließlich für die fünf erwähnten Selenmuster Zahlen- und Kurventabellen auf, die eine Abhängigkeit der Widerstände von der Zeit bei Beleuchtung, sowie auch bei Aufhören derselben ausdrücken; die von ihm erhaltenen Kurven stehen den Kurven der elastischen Nachwirkung, die von mir direkt auf graphischem Wege bei der Ausdehnung der Gummifäden erhalten wurden (1882), vollkommen gleich. Indem Ruhmer diese Kurven miteinander verglich, bemerkte er, daß die Verminderung des Widerstands bei der Beleuchtung rascher verläuft, als die spätere Vergrößerung desselben nach dem Aufheben der Beleuchtung. Das gleiche wurde auch von mir bemerkt und wird auch in bezug auf die elastische Nachwirkung beobachtet: auch hier ist der Verlauf der Veränderungen in den beiden Richtungen im allgemeinen nicht ganz gleich. Außerdem ersieht man aus den Angaben Ruhmers, was übrigens auch zu erwarten war, daß im harten Selen die Lichtnachwirkung bedeutender ist, als im weichen.

Wir sehen also ein, daß die neuesten Untersuchungen in bezug auf einige Details der Frage über die Lichtnachwirkung im Selen die Resultate, welche ich 1883 erhielt, bestätigen

5. Die Ursache der Lichtempfindlichkeit des Selens. Über die Ursache der Widerstandsveränderung des Selens unter der Lichteinwirkung wurden hauptsächlich zwei Ansichten ausgesprochen. Der ersten von ihnen wurde die allotropische Dissoziation und der zweiten die Bildung von Seleniden unter Lichteinwirkung an den Berührungsstellen des Selens mit den metallischen Elektroden zugrunde gelegt. Die erstere Ansicht, welche allgemein schon von Siemens 1876 formuliert wurde, wurde von mir 1883 (Aufsätze 2, 3 u. 4) ausführlich entwickelt und durch mehrere gewichtige Argumente verstärkt. Die letztere Ansicht wurde durch direkte Versuche von Bidwell (1883)[1]) festgestellt und bestätigt. Die Frage blieb bis 1904 in der erwähnten unbestimmten Lage, bis es endlich Pfund[2]) und Berndt[3]) gelang, dieselbe auf experimentellem Wege zugunsten der ersteren Ansicht endgültig zu beantworten.

Die Theorie von Bidwell ist auf folgende Tatsachen begründet: 1. Die Leitungsfähigkeit des Selens ist elektrolytischen Charakters; 2. Selen ist ein schlechter Leiter, während Selenide ziemlich gut den Strom leiten; 3. das Licht fördert die Selenidbildung.

Um die Theorie Bidwells zu prüfen, stellte Pfund reines Selen und reine Selenide (des Kupfers, Silbers, Quecksilbers, Messings) dar und untersuchte die Einwirkung der verschiedenen Spektrumteile auf dieselben, indem er sie zwischen verschiedene Elektroden (aus Kohle, Nickel, Kupfer, Zink, Eisen) einsetzte. Es erwies sich, daß das Maximum der Empfindlichkeit in allen Fällen einer und derselben Spektrumstelle und zwar der Stelle, wo die Wellenlänge 0,7 μ betrug, entsprach. Daraus ergibt sich, daß die Lichteinwirkung durch das Selen selbst und nicht durch Selenidmetalle verursacht wird.

1) Bidwell, Philos. Mag. **40**, 233—56, 1883.
2) A. H. Pfund, A study of the Selenium cell. Phil. Mag. **37**, 26, 1904.
3) G. Berndt, Einige Beobachtungen an Selenzellen. Diese Zeitschr. **5**, 121, 1904.

Um die Selenidbildung auszuschließen, benutzte Berndt statt der Metallelektroden Kohlenelektroden. Nach der Theorie Bidwells sollten solche Selenelemente für Lichtwirkung unempfindlich sein. In der Tat verkleinerte sich aber der Widerstand bei der Beleuchtung mit einer 16 Kerzen gleichwertigen Glühlampe im Abstand von 10 cm in 5 Minuten um 55%. Das Selen war chemisch rein. Daher konnte die Widerstandsverkleinerung durch keinen chemischen Vorgang erklärt werden. (Übrigens sei hier darauf aufmerksam gemacht, daß schon Uljanin[1]) 1888 darauf hinwies, daß in gewissen Grenzen die Anwesenheit von Metallen keinen Einfluß auf die Qualität des Selens hat).

Wir haben also nur die eine Theorie der allotropischen Dissoziation (die übrigen können, wie es in meinem Aufsatze 2 betont wurde, mit Schweigen übergangen werden) zu besprechen, mit welcher sich Pfund, Berndt und noch früher Marc[2]) einverstanden erklärten und welche sich nun endgültig in die Wissenschaft einbürgern muß.

6. Theorie der allotropischen Dissoziation des Selens. Zum Schluß verweilen wir auf der kurzen, nur in allgemeinen Zügen gehaltenen Darstellung dieser Theorie, vom derzeitigen Gesichtspunkt aus, welche ja, wie schon erwähnt, von mir eingehend genug 1883 entwickelt wurde.

Selen kann sich in einigen allotropischen Zuständen befinden. Beim Erhitzen verwandelt Selen sich allmählich aus dem amorphen zunächst in den kristallinischen und weiter in den sogenannten metallischen Zustand, der einem einfacheren Bau entspricht, wodurch auch seine Leitungsfähigkeit, wie darauf schon Sluginoff 1881 hinwies, verursacht wird. Den derzeitigen Ansichten nach müßte man zugeben, daß während dieses Zustands keine freien Ionen im Selen vorhanden sind. Unter der Einwirkung der Beleuchtung, die mehr oder minder tief in das Selen eindringt, muß sich die Zahl der freien Ionen vergrößern; im Dunkel verbinden sich dieselben aufs neue. Mit der Bildung solcher Ionen wird auch die unter gewissen Bedingungen beobachtete elektromotorische Kraft im Selenelement, welches auf der einen Seite beleuchtet ist (Adams und Day, Fritts, Kalischer, Uljanin, Ries) und auch die Herstellung der Selenempfindlichkeit mit Hilfe der Induktionsströme erklärt.[3])

Diese angeführten einfachen Erwägungen gestatten auch eine Formel zu konstruieren, die einen Zusammenhang zwischen der Beleuchtung und der Veränderung der Leitungsfähigkeit des Selens ausdrückt. In der Tat, wenn q die Energiemenge ist, welche in der Zeiteinheit durch die Flächeneinheit, die sich im Abstand x von der belichteten Selenfacette befindet, passiert, so wird im Abstand $x + dx$ $q + dq/dx \cdot dx$ Energie passieren. Die in der Schicht von der Dicke dx abgehaltene Energiemenge ist also $-dq/dx \cdot dx$. Ein Teil dieser Energie wird zur Unterhaltung der allotropischen Dissoziation der Teilchen, welche in den früheren Zustand überzugehen streben, verwandt, der andere aber absorbiert, indem er zum Erhitzen dient. Indem wir die Energie, welche zur Unterhaltung der Dissoziation in der Volumeinheit notwendig ist, mit q_1 bezeichnen, erhalten wir für den ersteren Energieteil in der Schicht dx den Ausdruck $q_1\,dx$. Den letzteren Teil der absorbierten Energie erhalten wir auf Grund folgender Betrachtungen:

Wenn durch die Schicht von der Dicke 1 ein Energieteil a hindurchgeht, so wird durch die Schicht von der Dicke dx der Energieteil $a^{dx} = 1 + lg\,a \cdot dx$ hindurchgehen und wird der Teil $1 - a^{dx} = lg\,a \cdot dx$ abgehalten werden; der absorbierte Energieteil wird demnach $-q\,lg\,a \cdot dx$ sein. Daher ist

$$-\frac{dq}{dx}dx = q_1 dx - q\,lg\,a \cdot dx, \quad \text{oder:} \quad \frac{dq}{dx} = q\,lg\,a - q_1$$

Um es mit keinen verborgen negativen Größen ($lg\,a$) zu tun haben, setzen wir $a = 1/b$, wo $b > 1$ ist, weil $a < 1$.

Wir haben also: $dq = -(q\,lg\,b + q_1)\,dx$, woraus sich

$$\int_Q^q \frac{dq}{q\,lg\,b + q_1} = -\int_o^n dx$$

ergibt; dabei wird angenommen, daß in die äußere Schicht (bei $x = 0$) durch 1 qcm ein Energiequantum Q eintritt, welches in einer gewissen Tiefe n ($x = n$, $q = 0$) als wertlos klein angenommen werden kann, wenn die relativ kleine Beeinflussung durch das Erhitzen vernachlässigt wird. Nach Integration erhalten wir die Gleichung:

$$\frac{1}{lg\,b}\,lg\,[q\,lg\,b + q_1]_o^Q = n, \quad \text{oder:}$$

$$lg\left[\frac{Q\,lg\,b + q_1}{q_1}\right] = lg\,b \cdot n,$$

$$\text{d. h.} \quad \frac{Q\,lg\,b + q_1}{q_1} = b^n; \quad \text{woraus sich}$$

$$Q = \frac{q_1}{lg\,b}(b^n - 1) \quad \text{ergibt.}$$

Die erhaltene Formel zeigt, daß bei einer größeren auf das Selen wirkenden Lichtenergie Q sich die Dissoziation bis zu einer größeren Tiefe n verbreitet und sich daher die Leitungsfähigkeit vergrößert. Die relative Ver-

1) Uljanin, Wied. Ann. **34**, 244—5, 1888.
2) Marc, Zeitschr. f. anorg. Chemie **37**, 459, 1903.
3) Uljanin, Wied. Ann. **34**, 241, 1888.

änderung der elektrischen Leitungsfähigkeit muß der Dicke der dissoziierten Schicht proportional sein, d. h. $m = \frac{c - c_0}{c_0} = kn$ und das Energiequantum Q kann, wenn man die Abspiegelung vernachlässigt, der Lichtstärke i proportional angenommen werden. Indem wir diese neuen Größen in die erhaltene Formel einsetzen, kommen wir schließlich zu genau derselben Formel, die wir schon früher benutzten:

$$i = a(b^m - 1) = \alpha m + \beta m^2 + \gamma m^3 + \ldots$$

(In dieser Formel hat aber die Größe b nicht die frühere Bedeutung.)

Es erübrigt nun, zu versuchen, die Frage nach der Lichtnachwirkung im Selen theoretisch (wenn auch nur annähernd) zu erklären. Zunächst kam mir selbstverständlich der Gedanke, zu prüfen, ob die experimentellen Angaben Ruhmers einer der einfachsten empirischen Formeln der „elastischen Nachwirkung" entsprechen würden. Ich nahm zwar die Formel $dx/dt = k(n-x)$, nach welcher die Geschwindigkeit der Veränderung in einem gewissen Momente dem Reste des Weges, den ein Körper während seiner Veränderungen zu durchlaufen hat, um zu der Grenzlage des Gleichgewichts zu gelangen, proportional ist. Aus dieser Formel ergibt sich: $x = n(1 - e^{-kt})$. Es erwies sich, daß diese Formel zur Lichtnachwirkung vollkommen unanwendbar ist. So wurden aus den Angaben Ruhmers für eins seiner Selenelemente (Nr. 112), in der Voraussetzung, daß in der Formel unter x und n statt der Strecken die ihnen proportionalen relativen Veränderungen der Leitungsfähigkeit $\left(\frac{c - c_0}{c_0} = \frac{r_0 - r}{r}\right)$ verstanden werden, für die Konstante k nach 1″ von Anfang des Belichtens an gerechnet 0,5, nach 3″ bis 0,3 und nach 1 Minute schon 0,007 erhalten. Folgende Betrachtungen halfen die Ursache der mißglückten Prüfung zu begreifen. Wenn wir nämlich der Einfachheit wegen voraussetzen, daß die ins Selen eintretende Energie nur zur Unterhaltung der Dissoziation verwendet wird und daß die Absorption der Energie, die in Wärme verwandelt wird, relativ wertlos klein ist (d. h. $\alpha = 1$ und $b = 1$), so ist $Q = q_1 \cdot x$ und $q = q_1(n - x)$; daher wird in diesem Falle die von uns als Grundlage benutzte Gleichung $dx/dt = k(n - x)$ zeigen, daß die Geschwindigkeit des Eindringens der Energie der Energiequantität proportional angenommen wird. Solche Voraussetzung ist aber offenbar falsch. Eine jede Bewegung wird ja durch einen gewissen Gradient (Differenz in Höhen, Temperaturen, Potentialen usw.) d. h. durch die Differenz des Spannungsfaktors der Energie und nicht durch die Energie selbst bedingt. In unserem Falle haben wir es mit der kinetischen Energie zu tun, welche durch die Hälfte des Produkts aus der Masse der Teilchen und dem Quadrat der größten Geschwindigkeit ihrer Schwankungen gemessen wird, wobei der Quantitätsfaktor dieser Energie — die Quantität der Bewegung und der Spannungsfaktor — die Geschwindigkeit der Schwingungen ist. In der früher angeführten Grundgleichung müßten wir also die Geschwindigkeit der Verbreitung dem Ausdruck $\sqrt{(n-x)}$ und nicht $(n-x)$ proportional voraussetzen. — Die neu erhaltene Grundgleichung $dx/dt = k_1(n-x)^{1/2}$ oder $(n-x)^{1/2} = k(T-t)$ muß also viel besser mit den Resultaten des Experiments übereinstimmen, als die früher angeführte Gleichung; die Übereinstimmung ist aber nicht vollkommen, weil wir für die Vereinfachung der Aufgabe die Wärmeabsorption vernachlässigten. Dieses wurde in Wirklichkeit bestätigt, wie es aus der folgenden Tabelle zu ersehen ist, in welcher die Größen k nach der neuen Formel und den Angaben Ruhmers für seine drei Selenzellen (Nr. 112, 8 und 5) und für verschiedene Zeitintervalle von Anfang des Belichtens an berechnet sind.

t	k (Nr. 112)	k (Nr. 8)	k (Nr. 5)
1″	0,0052	0,0056	0,0053
2	46	48	45
3	43	46	43
4	—	43	39
5	40	42	35
10	38	9	34
15	58	36	32
20	35	—	29
30	—	35	27
60	32	35	25
120	—	34	24
180	40	—	25
240	52	—	—

Hier ist schon das Bild ganz anders; man sieht ein, daß wir uns in diesem Falle auf dem richtigen Wege befinden. Es erübrigt nur jetzt, sich zu überzeugen, daß die aus der theoretischen Betrachtung ausgeschlossene Absorption gerade auf solche Weise die Konstante k verändern mußte, wie es in unserer Tabelle erhalten wurde. In der Tat müßte die Veränderung der elektrischen Leitungsfähigkeit, wenn keine Absorption stattgefunden hätte, zunächst viel schneller verlaufen, als es in Wirklichkeit stattfindet; im Gegenteil würde der weitere Gang dieser Veränderungen, nachdem sich der Gradient plötzlich bedeutend verminderte, verlangsamt werden. So würde man, wenn man für das Selen Nr. 5 vorausgesetzt hätte, daß nach 1″ sein Widerstand statt 5400, 5000 gleich ist (im Dunkeln würde er 16000 Ohm gleichen), statt $k = 0{,}0053$ die Größe $k = 0{,}0051$ erhalten; Die Absorption mußte also wirklich eine

Vergrößerung der Größe k in den ersten Sekunden der Lichteinwirkung hervorrufen. Im weiteren, bei dem verlangsamten Veränderungsgang muß der Einfluß der Absorption nur wertlos klein sein, wie es sich auf Grund desselben Beispiels für 1″ ergibt. — Die bemerkbare Neigung der Größe k zur Erhöhung am Schlusse der Veränderungen (Nr. 112 und 5) muß man wahrscheinlich der Temperaturerhöhung des Selens zum Ende der Beobachtungen zuschreiben. In der Tat vergrößert sich nach Untersuchungen von Siemens[1]) (1876) und Bidwell (1883)[2]) der Widerstand des lichtempfindlichen Selens (d. h. des weichen Selens) bei einer unbedeutenden Temperaturerhöhung, was nun dem angeführten Beispiel nach die Größe k vergrößern muß.

Es versteht sich von selbst, daß, obschon die Rückkehr des Selens in den Anfangszustand im Dunkeln im allgemeinen nach demselben Gesetze stattfindet, dieselbe mit einer anderen Geschwindigkeit verlaufen muß, weil in diesem Falle auch die Bedingungen der Veränderungen anders ausfallen. Je kürzer offenbar die Zeit der Lichteinwirkung und je schwächer dieselbe ist, auf eine desto kleinere Tiefe verbreitet sich dieselbe und desto schneller erfolgt die Rückkehr des Selens zu seinem ursprünglichen Zustand.

Man könnte also die Frage nach der Einwirkung der Lichtstrahlen und aller sonstigen anderen Strahlen[3]) auf das Selen und ihm ähnliche Körper[4]), wenigstens in allgemeinen Zügen, allseitig für geklärt halten.

1) W. Siemens, Pogg. Ann. **159**, 117, 1876.
2) Bidwell, Proc. of the phys. Soc. of London U. P. III. 167.
3) E. van Aubel, C. R. **138**, Beibl. 1903 Nr. 11.
4) Bidwell, loc. cit.

St. Petersburg, Technol. Institut 1905.

(Eingegangen 6. Januar 1906.)

Mitteilungen aus dem physikalischen Institut der Universität Bologna. (Direktor A. Righi.)

Nr 11[1]): Arciero Bernini, **Über die spezifische Wärme und die latente Schmelzwärme des Kaliums und des Natriums.**[2])

I. Bereits im Jahre 1849 forschte Regnault[3]) nach der Ursache dafür, daß die spezifischen Wärmen der Alkalioxyde (welche man damals durch die Formeln KO, NaO und LiO bezeichnete) eine Ausnahme von dem von ihm ausgesprochenen Gesetz der Verbindungen bildeten. Zu diesem Zweck unternahm er die Untersuchung der spezifischen Wärme des Kaliums und später auch derjenigen des Natriums[1]) und des Lithiums.[2]) Er gelangte dabei zu dem wichtigen Ergebnis, daß die Atomgewichte dieser Metalle die Hälfte der ihnen zugeschriebenen Werte haben müßten, und daß die Oxyde folgerichtig darzustellen wären durch die Formeln K_2O, Na_2O und Li_2O.

Die Werte, welche er nach der Mischungsmethode für die spezifische Wärme von Kalium und von Natrium bei Temperaturen unterhalb 0° gefunden hat, sind später von Schüz[3]) nach derselben Methode bestätigt worden.

Meine Arbeit bezweckt nun, die Änderung der spezifischen Wärme dieser Metalle mit der Temperatur oberhalb 0° zu bestimmen, und auf Grund der so gefundenen Werte die latente Schmelzwärme für den festen wie für den flüssigen Zustand zu berechnen, eine Arbeit, welche meines Wissens noch niemand zuvor unternommen hat.

Bezüglich des Lithiums habe ich bislang die Versuche nur für den festen Aggregatzustand ausführen können. Ich behalte mir deshalb vor, die Ergebnisse in einer späteren Veröffentlichung mitzuteilen. Ich will hier nur soviel mitteilen, daß ich, wie es bereits Kleiner[4]) getan hat, festgestellt habe, daß die spezifische Wärme dieses Metalles mit der Temperatur schnell wächst, schneller als es beim Natrium und beim Kalium der Fall ist, und daß sie oberhalb 100° diejenige des Wassers übersteigt.

II. Ich benutzte zu meinen Untersuchungen ein Bunsensches Kalorimeter. Der Querschnitt der kalibrierten Kapillaren desselben war so bemessen, daß das Ende der Quecksilbersäule für jede Kalorie eine Verschiebung um 2,756 cm erlitt. Da jedoch dieses Rohr für hohe Temperaturen nicht lang genug war, benutzte ich hier ein anderes von größerem Querschnitt; in diesem betrug die Verschiebung der Quecksilberkuppe für jede Kalorie 0,6111 cm.[5])

Zum Schutze der Metalle gegen die Einwirkung der Luft wandte Regnault für das

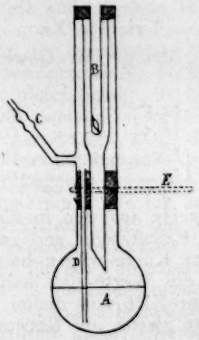
1) No 10: diese Zeitschr. **6**, 109, 1905.
2) Cim. (5) 10, Juli 1905.
3) Ann. de Chim. et de Phys. (3) **26**, 1849.

1) Ann. de. Chim. et de Phys. (3) **46**, 1856.
2) Journ. de Phys. (3) **63**, 1861.
3) Wied. Ann. **46**, 1892.
4) Arch. sc. phys. et nat. (4) **16**, 1903; 86. Sess. Soc. Helv. des sc. nat., Locarno 1903.
5) Ich halte es für der Mühe wert, auf das sehr einfache Auskunftsmittel hinzuweisen, dessen ich mich bedient habe, um der Unzuträglichkeit zu begegnen, welche sich stets beim Gebrauch des Bunsenschen Eiskalorimeters einstellt, nämlich der Unbeständigkeit der Quecksilbersäule infolge des langsamen und kontinuierlichen Erstarrens des Wassers. Es wird empfohlen, diese Fehlerquelle dadurch zu beseitigen, daß man die Verschiebung in jeder Zeiteinheit abliest und dann unter Zugrundelegung der Versuchsdauer die Korrektion anbringt. Aber die Verschiebung ist nicht immer gleichförmig. Ich habe eine befriedigende Konstanz erhalten, indem ich das Kalorimeter in ein Gefäß mit Wasser eintauchte, welches seinerseits ringsum von Eis umgeben war.

Kalium, für welches er, wie er angibt, nur eine angenäherte Bestimmung ausführte, keinerlei Vorsichtsmaßregel an; das Natrium wickelte er in eine dünne Stanniolfolie in Form eines langen Zylinders, bevor er es in die feste Kohlensäure eintauchte. Schüz dagegen brachte die Metalle, vermutlich nachdem er ihre Oberfläche auf irgendeine Weise vom Oxyd befreit hatte, in einem Gefäß mit Kohlensäureanhydrid in den Kohlensäureschnee, unter dem er sie abkühlte; darauf tauchte er sie in ein Petroleumkalorimeter.

Etwas zweckmäßiger erscheint mir das von mir eingeschlagene Verfahren, um so mehr, als auch unter Petroleum infolge der wahrscheinlichen Verunreinigungen des letzteren, besonders beim Kalium, ebenfalls eine geringe Oxydation auftreten kann; es bietet ferner den Vorteil, mit einer und derselben Metallmenge mehrere Messungen ausführen zu können. Ich schmolz nämlich die Metalle unter Vaselinöl und füllte sie dann durch Einsaugen in äußerst dünnwandige Glasfläschchen von verschiedenem Inhalt und verschiedener Länge. Diese Fläschchen erhielt ich aus dünnen Röhren von Thüringer Glas. Ich ließ durch dieselben eine kurze Zeit ang einen Wasserstoffstrom streichen. Die hier angewandte Methode ist also analog der von mir zur Füllung der Röhren bei meiner Untersuchung über die Magnetisierung benutzten.[1])

Als Heizapparat benutzte ich einen kleinen Ofen aus Glas von der Form, welche die nachstehende Figur zeigt. Der Dampf der Flüssig-



keit, welche in A zum Sieden gebracht wird, umspült zweimal das Reagenzglas B, welches neben dem zu untersuchenden Metall die Kugel eines Thermometers enthält. Mit dem Ofen steht durch den Ansatz C ein Kautschukschlauch in Verbindung; durch diesen tritt nunmehr der Dampf in einen Kühlapparat, wird hier kondensiert und fließt durch das Rohr D wieder in A zurück. Dieser Ofen wird durch die Stütze E gehalten und ist um dieselbe drehbar. Er wurde in eine solche Lage gebracht, welche es ermöglichte, durch eine geeignete Drehung das Fläschchen, welches das Alkalimetall enthielt, in das Kalorimeter fallen zu lassen.

Um die verschiedenen Temperaturen außer derjenigen der Umgebung zu erhalten, benutzte ich die folgenden Flüssigkeiten: Aceton, Wasser und Terpentinöl; mit letzterem erhielt ich eine Temperatur von 157°.

III. Da nun meine Metalle in Glaskölbchen eingeschlossen waren, so war es für mich notwendig, die spezifische Wärme dieses Glases in demselben Temperaturbereich zu kennen, in welchem ich dann in der Folge meine Versuche mit den Metallen ausführte. Zunächst wollte ich mich jedoch von der Genauigkeit meines Kalorimeters vergewissern auf Grund von Vorversuchen an einem Körper von bekannter spezifischer Wärme. Ich experimentierte zu diesem Zweck mit Aluminium, und nachdem ich hiermit als Mittel aus einigen Versuchen zwischen 16,5° und 0° den Wert 0,2166 erhalten hatte, welcher mit den von früheren Forschern angegebenen Werten[1]) eine befriedigende Übereinstimmung aufweist, begann ich meine Untersuchungen an zwei Glasstücken von verschiedenem Gewicht, welche beide von derselben Röhre stammten, aus welcher ich die Fläschchen verfertigte.

In den Tabellen I und II gebe ich die Mittelwerte wieder, welche ich für die spezifische Wärme c dieser beiden Glasstücke erhalten habe.

Tabelle I.

Glasstück von 2,9865 g.

t	c
0 — 18,2	0,1702
18,2 — 56,5	0,1893
56,5 — 78	0,191
78 — 100	0,2221
100 — 157	0,2478

Tabelle II.

Glasstück von 3,420 g.

t	c
0 — 19,6	0,171
19,6 — 56,5	0,1889
56,5 — 78	0,192
78 — 100	0,2212
100 — 157	0,245

Zur Berechnung der Anzahl Kalorien, welche

1) Cim. (5) 7, Juni 1904; diese Zeitschrift 6, 109—111, 1905.

1) Regnault zwischen 15° und 97°: $c = 0{,}21224$; Lorenz bei 50°: $c = 0{,}2088$; Naccari bei 20°: $c = 0{,}2135$; Richard bei 20°: $c = 0{,}224$.

bei den folgenden Messungen von dem Glase der Fläschchen verloren werden, benutzte ich jedoch die Werte der Tabelle III, welche ich als Mittel aus denen der Tabellen I und II erhielt.

Tabelle III.

t	c
0— 18,9	0,1706
18,9— 56,5	0,1891
56,5— 78	0,1915
78 —100	0,22185
100 —157	0,2464

IV. Die Menge Alkalimetall, welche ich bei den endgültigen Versuchen verwandte, war bei Zimmertemperatur verhältnismäßig groß. Bei den höheren Temperaturen mußte ich, trotzdem ich im Kalorimeter ein kalibriertes Rohr von größerem Querschnitt benutzte, dennoch die Dimensionen der Fläschchen vermindern, damit die Quecksilbersäule nicht aus dem Rohr heraustrat. So dünnwandig aber auch die Fläschchen waren, so betrug doch die Masse des Glases niemals weniger als ein Drittel der Gesamtmasse des gefullten Fläschchens. Die anzubringende Korrektion war infolgedessen nicht unbeträchtlich. Dank meiner vorausgegangenen Messungen über das Glas können indessen die Resultate nicht beeinträchtigt sein.

In den folgenden Tabellen stelle ich die Mittelwerte aus den Resultaten zusammen, welche ich mit verschiedenen Fläschchen für Kalium und für Natrium erhalten habe:

Kalium.

Tabelle IV.

Glasgewicht 0,908 g; *K*-Gewicht 1,7725 g.

t	c
0—20,2	0,1882

Tabelle V.

Glasgewicht 0,588 g; *K*-Gewicht 0,865 g.

t	c
0 — 19,1	0,1875
19,1— 56,5	0,1901
78 —100	0,219
100 —157	0,229

Tabelle VI.

Glasgewicht 0,465 g; *K*-Gewicht 0,662 g.

t	c
0 — 20	0,1857
20 — 56,5	0,1923
78 —100	0,2167
100 —157	0,224

Tabelle VII.

Glasgewicht 0,350 g; *Ka*-Gewicht 0,542 g.

t	c
0— 22	0,190
22— 56,5	0,1940
78—100	0,2178
100—157	0,2236

Natrium.

Tabelle VIII.

Glasgewicht 1,23 g; *Na*-Gewicht 2,9545 g.

t	c
0—16,9	0,2954

Tabelle IX.

Glasgewicht 0,550 g; *Na*-Gewicht 0,720 g.

t	c
0 — 20,1	0,290
20,1— 56,5	0,3054
56,5— 78	0,3174
100 —157	0,3301

Tabelle X.

Glasgewicht 0,644 g; *Na*-Gewicht 0,8695 g.

t	c
0 —19,5	0,3011
19,5— 56,5	0,3092
56,5— 78	0,321
100 —157	0,3352

Tabelle XI.

Glasgewicht 0,361 g; *Na*-Gewicht 0,780 g.

t	c
0 — 21,5	0,299
21,5— 56,5	0,306
56,5— 78	0,3181
100 —157	0,3429

Die Mittelwerte aus den in diesen Tabellen angegebenen Resultaten und aus anderen, welche ich der Kürze wegen hier unterdrückt habe, liefern die Werte der beiden folgenden Tabellen XII und XIII, von denen sich die erste auf Kalium, die zweite auf Natrium bezieht:

Kalium.

Tabelle XII.

t	c
0 — 22,3	0,1876
22,3— 56,5	0,19215
78 —100	0,2170
100 —157	0,2245

Tabelle XIII.

Natrium.

t	c
0 — 20	0,2970
20 — 56,5	0,30705
56,5— 78	0,3191
100 —157	0,333

V. Zum Vergleich führe ich hier auch die Werte an, welche Regnault und Schüz erhalten haben:

Tabelle XIV.

	Kalium		Natrium	
	t	c	t	c
Regnault	—78 — 0	0,16551	—28 — 6	0,2934
Schüz	—78,5 —23,3	0,1662	—79,5 —17	0,2820

Eine Vergleichung dieser Resultate mit den von mir gefundenen zeigt zunächst eine verhältnismäßig gute Übereinstimmung für Natrium; andererseits zeigt sich eine recht merkliche Verschiedenheit beim Kalium, welche sich durch die Verschiedenheit der Temperaturbereiche nicht vollkommen erklären läßt.

Ich möchte indessen darauf hinweisen, daß Regnault als Schmelztemperatur des Kaliums 55,43° benutzt hat, statt etwa 62°, wie später andere Forscher und auch ich auf direktem Wege aus der elektrischen Leitfähigkeit gefunden haben.[1])

VI. Was nun die Schmelzwärme anlangt, so habe ich sie auf folgende Weise bestimmt: Ich ging aus von der Voraussetzung, daß man die Änderung der spezifischen Wärme mit der Temperatur wenigstens für kleine Temperaturintervalle als gleichförmig ansehen könne, eine Annahme, mit welcher man in meinem Falle, wo es sich ja gerade um ziemlich engbegrenzte Temperaturintervalle handelt, keinen beträchtlichen Fehler begehen kann. Auf Grund dieser Voraussetzung nun habe ich aus den Werten der Tabellen XII und XIII die Änderungen der spezifischen Wärme berechnet, welche sich ergeben würden für die Temperaturintervalle zwischen den den Schmelztemperaturen meiner Metalle zunächst liegenden Temperaturen, bei denen ich experimentiert hatte, einerseits und diesen Schmelztemperaturen selbst andererseits. Eine Ausnahme bildet das Intervall zwischen 100° und der Schmelztemperatur des Natriums (97,63°); dieses Intervall ist so klein, daß ich angenommen habe, daß in demselben die spezifische Wärme die gleiche ist, wie zwischen 100° und 157°, nämlich 0,333.

1) Cim. (5) **6**, November 1903; diese Zeitschrift **5**, 406 bis 410, 1904.

Auf diese Weise habe ich die Werte der folgenden Tabellen erhalten:

Tabelle XV.

Kalium.

t	c
56,5 —62,04	0,198
62,04—78	0,2137

Tabelle XVI.

Natrium.

t	c
78 —97,63	0,329
97,63—100	0,333

Berechnet man nun auf Grund dieser Werte und derjenigen in den Tabellen XII und XIII die Anzahl von Kalorien, welche ein Gramm jedes Metalles verliert beim Übergang von jeder der Versuchstemperaturen und von der Schmelztemperatur zur Temperatur von 0° C, so erhält man die Werte der Tabellen XVII und XVIII. Unter Zugrundelegung dieser Werte könnte man nun zwei Kurven konstruieren, welche die Erscheinung graphisch darstellen würden, und aus diesen Kurven könnte man mit großer Annäherung für jedes beliebige Temperaturintervall zwischen 0° und 157° die spezifischen Wärmen entnehmen. — Was nun die latente Schmelzwärme angeht, so erhält man dieselbe augenscheinlich für jedes Metall aus der Differenz zwischen den beiden Anzahlen von Kalorien, welche sich neben der Schmelztemperatur angegeben finden.

Tabelle XVII.

Kalium.

t	Kalorien.
22,3	3,81
56,5	10,75
62,04	11,84
	25,45
78	28,87
100	33,65
157	46,45

Tabelle XVIII.

Natrium.

t	Kalorien.
20	5,94
56,5	17,14
78	24
97,63	30,97
	48,72
100	49,6
157	68,6

VII. Aus dem vorstehend Entwickelten läßt sich schließen:

1. daß die spezifische Wärme des Thüringer Glases äußerst schnell mit zunehmender Temperatur wächst, und zwar kann man sagen, innerhalb der Temperaturgrenzen, mit welchen ich gearbeitet habe, proportional mit der Temperatur;

2. daß für die beiden Alkalimetalle die spezifische Wärme ebenfalls schnell mit der Temperatur steigt, und zwar schneller beim Natrium als beim Kalium; dieses Resultat steht im Gegensatz zu dem, was man auf Grund von Versuchen an einer großen Anzahl von Metallen[1]) erwarten würde, nämlich daß diese Änderung am größten sei für diejenigen Körper, welche das kleinste Atomgewicht haben;

3. daß die latente Schmelzwärme

für Kalium 13,61 Kalorien,
für Natrium 17,75 Kalorien

beträgt.

Ich danke Herrn Professor Righi dafür, daß er mir die Mittel seines Laboratoriums zur Ausführung dieser Arbeit freundlichst zur Verfügung gestellt hat.

Physikal. Institut der Universität Bologna, Juli 1905.

(Aus dem Italienischen übersetzt von Max Iklé.)

(Eingegangen 14. November 1905.)

1) U. Behn, Wied. Ann. **66**, 1898.

BESPRECHUNGEN.

R. Gans, Einführung in die Vektoranalysis. Mit Anwendungen auf die mathematische Physik. gr. 8°. 98 S. mit 31 Figuren im Text. Leipzig, B. G. Teubner. 1905. Gebunden M. 2.80.

Die Erfolge der modernen Elektrodynamik, insbesondere der Elektronentheorie, haben vektoranalytische Methoden mehr und mehr in Aufnahme gebracht. Von O. Heaviside und W. Gibbs vertreten, sind diese Methoden insbesondere durch A. Föppls „Einführung in die Maxwellsche Theorie" in Deutschland heimisch geworden. Jeder unbefangen Denkende weiß heute den Wert der Vektoranalysis zu schätzen; nur hie und da wird noch der Widerspruch in Schulmeinungen befangener Autoren laut; in dem Vorworte des Schriftchens von R. Gans wird dieser Widerspruch gebührend abgefertigt.

Eigentlich sollten die Grundbegriffe der Vektorrechnung bereits in den einleitenden Darstellungen der Mechanik, Potentialtheorie und Elektrizitätslehre, wenn nicht der analytischen Geometrie und der Infinitesimalrechnung zur Erörterung gelangen. Solange als dieses anzustrebende Ziel noch nicht erreicht ist, werden Monographien über Vektoranalysis einem Bedürfnisse des Publikums entgegenkommen.

Die Schrift von Gans empfiehlt sich durch ihre klare und knappe Darstellungsweise denjenigen, welche die Vektoranalysis kennen lernen wollen. Die Anwendungen beziehen sich nicht nur auf die Mechanik und Hydrodynamik, sondern auch auf die Elektrodynamik. Allerdings wenden sich diese letzteren Abschnitte an Leser, welchen die betreffenden Dinge, wenn auch in anderer mathematischer Fassung bereits bekannt sind.

Die Bezeichnungsweise stimmt mit derjenigen der mathematischen Encyklopädie überein.

M. Abraham.

(Eingegangen 6. Dezember 1905.)

F. Haber, Thermodynamik technischer Gasreaktionen. Sieben Vorlesungen. gr. 8°. XV und 296 S. mit 19 Textabbildungen. München, R. Oldenbourg. 1905. Gebunden M. 10.

Das aus Vorlesungen des Verf. hervorgegangene Werk gibt eine durch lichtvolle Darstellung wie durch kritische Schärfe gleich ausgezeichnete Übersicht über das junge, noch in schnellster Entwicklung begriffene Gebiet der Gasgleichgewichte und bietet, wenngleich der Verf. betont, daß es nicht um der Theorie, sondern um der Technik willen geschrieben sei, nicht nur dem Techniker die nötigen theoretischen Grundlagen, sondern auch dem Theoretiker eine Fülle interessanter Anregungen, ein neues Beispiel, wie die zunächst dem Bedürfnis der Technik entsprungenen Untersuchungen auch auf die Entwicklung der Theorie belebend wirken. Die theoretischen Grundlagen werden in den ersten drei Vorlesungen im engen Anschluß an die Darstellungsweise von Helmholtz gegeben, freie und gebundene Energie aus Anschaulichkeitsgründen als Reaktionsenergie und latente Wärme bezeichnet; die thermodynamischen Grundbegriffe und ihre Beziehungen sind in leichtverständlicher Weise, oft auf mehreren von verschiedenen Ausgangspunkten zu demselben Ziel führenden Wegen entwickelt

und durch die stete Klarstellung ihrer physikalischen Bedeutung zur anschaulichen Darstellung gebracht, so daß speziell diese Kapitel auch dem Studierenden als Einführung in die Grundlagen der Thermodynamik sehr zu empfehlen sind. Für die Reaktionsenergie als Temperaturfunktion ergibt sich hier der Ausdruck

$$A = Q_0 - \sigma_v' T ln T - \sigma'' T^2 - RT\Sigma\nu' ln c' + (\sigma_v' + 2\sigma'' - k) T,$$

worin T = absol. Temperatur, Q_0 = Wärmetönung bei 0^0, σ' = Differenz der spez. Wärme bei konstantem Volumen der verschwindenden und entstehenden Stoffe, σ'' = Temperaturkoeffizient von σ_v', ν' = Anzahl der Grammmoleküle, c' = Konzentration der an der Reaktion beteiligten Stoffe und k eine unbestimmt bleibende Konstante bedeutet; die Nullsetzung von A ergibt die Gleichgewichtsbedingung für die betreffende Temperatur. Ließe sich auch k noch direkt experimentell bestimmen oder berechnen, so wäre die Chemie dieser Reaktionen einer rein thermodynamischen Berechnung zugänglich gemacht. Das ist zurzeit noch nicht möglich, doch ergibt eine eingehende Diskussion, daß diese Konstante k, welche, physikalisch betrachtet, für den einfacheren und öfters zutreffenden Fall, daß $\sigma'' = 0$, die latente Wärme der Reaktion bedeutet, wenn diese bei den Konzentrationen 1 und der absol. Temperatur 1 umkehrbar verläuft, von dem Gradintervall abhängt. Unter der allerdings nur auf Wahrscheinlichkeitsgründen empirischer Natur gegründeten Annahme, daß mit σ_v' resp. $\sigma_v' + 2\sigma''$ auch stets k gleich null wird, läßt sich dann für alle ohne Änderung der Molekülzahl verlaufenden Reaktionen dies Gradintervall so wählen, daß $k = \sigma_v' + 2\sigma''$ wird und damit aus der Gleichung für A herausfällt. Bestimmte Erfahrungstatsachen lassen ferner schließen, daß dies so definierte „chemodynamische" Gradintervall von dem Celsiusschen nicht sehr abweicht. Daher kann die Reaktionsenergie solcher Reaktionen ohne die Konstante k trotz Beibehaltung des Celsiusschen Gradintervalls dargestellt werden, während für jede mit Änderung der Molekülzahl verlaufende Reaktion die Konstante aus den jeweiligen Beobachtungen selbst erst berechnet werden muß. Die Theorie lehrt weiter, daß die Reaktionen zwischen Gasen und festen Körpern sich auf Dissoziations- und und Gasgleichgewicht zurückführen lassen. Die bei den Dissoziationsgleichgewichten (Beispiel: $CaCO_{3\,fest} = CaO_{fest} + CO_2$) auftretende und unbestimmt bleibende Integrationskonstante zeigt nun eine auffallende Gesetzmäßigkeit, die sich dahin aussprechen läßt, daß die sogen. Troutonsche Regel, nach der der Quotient aus Verdampfungswärme durch absol. Siedetemperatur für homogene Flüssigkeiten eine Konstante ist, auch für feste Körper gilt, wie Forcrand festgestellt hat. Da die Troutonsche Regel für Flüssigkeiten eine Konsequenz der Theorie der übereinstimmenden Zustände ist, so gewinnt es darnach den Anschein, als ob der Geltungsbereich dieser Theorie sich nicht auf den flüssigen Zustand beschränkte.

In der vierten Vorlesung wird die Reaktionsenergie berechnet für die Bildung von Stickoxyd, sowie von Chlor-, Brom- und Jodwasserstoffsäure aus den Elementen und für die Wassergasreaktion; es findet sich, daß für diese ohne Änderung der Molekülzahl verlaufenden Reaktionen in der Tat die „thermodynamisch unbestimmte" Konstante $k = \sigma_v' + 2\sigma''$ gesetzt werden kann, doch ist die bisherige Kenntnis der spezifischen Wärme der hier in Betracht kommenden Gase noch nicht genau genug, um diesen Schluß als unbedingt sicher erscheinen zu lassen. Vorlesung 5 behandelt die unter Änderung der Molekülzahl verlaufenden Reaktionen, die Kohlensäurebildung aus CO und O_2, die Wasserbildung aus den Elementen, den Deakonprozeß, die Schwefeltrioxydbildung aus SO_2 und O_2 und die Bildung von Ammoniak aus den Elementen, also Prozesse, die, wie auch die vorigen, zum größten Teil für die Technik von höchster Wichtigkeit sind. Die Versuchsdaten, vor allem die spezifische Wärme, die diesen Berechnungen zugrunde gelegt werden müssen, sind zurzeit teilweise noch recht unsicherer Natur, die kritische Auswahl des breiten, hier wiedergegebenen Materials kann daher oft nur auf Grund eines fachlichen Taktes erfolgen, bei dem die reiche Erfahrung des Verf., der auf diesem Gebiete selbst erfolgreich gearbeitet hat, zur Geltung kommt. In der sechsten Vorlesung gibt der Verf. eine übersichtliche und eingehende Darstellung der Bestimmungsmethoden der spezifischen Wärmen, in der siebenten die Verfahren zur Bestimmung von Gasgleichgewichten, beides Gebiete der Experimentiertechnik, welche zum größten Teile erst in allerletzter Zeit eine schnelle, noch nicht abgeschlossene Entwickelung gefunden haben. In dem letzteren kommen vor allem auch die Methoden zur Messung hoher Temperatur in Frage; erwähnt sei noch die hier S. 265 gegebene, äußerst einfache Ableitung des Stefan-Boltzmannschen Strahlungsgesetzes. Das Schlußkapitel enthält ferner noch Betrachtungen und Ausbeuteberechnungen über die technischen Ausführungsformen verschiedener Prozesse, vor allem des zurzeit so aktuellen Problems der Salpetersäuregewinnung durch Verbrennung der Luft, welche noch weiterhin die große Bedeutung der theoretischen Behandlung dieser Fragen für die Technik ins hellste Licht setzen. Einer besonderen Empfehlung bedarf das Buch, das für den Techniker unentbehrlich ist und für den Theoretiker soviel des Interessanten bietet,

nicht; wünschenswert wäre für eine zweite Auflage vielleicht noch die Aufnahme des interessanten Ozon-Sauerstoffgleichgewichts.

F. Krüger.

(Eingegangen 7. Dezember 1905.)

Charles Emerson Curry, Electromagnetic theory of light. Part. I. London, Macmillan and Co. Limited, 1905.

Der vorliegende erste Band der Curryschen elektromagnetischen Lichttheorie behandelt diejenigen Erscheinungen, für deren Darstellung die reine Maxwellsche Theorie ausreicht; die Dispersionstheorien usw. sind einem zweiten Bande vorbehalten.

Der Verfasser gliedert seinen Stoff in acht Kapitel, von denen Kap. IV (Interferenzerscheinungen), Kap. V (Huyghenssches Prinzip), Kap. VI (Beugung) als besonders klar und gut hervorgehoben seien. Aber auch die übrigen Abschnitte sind im ganzen gut gelungen. Sehr dankenswert ist es, daß jedem Kapitel Beispiele angefügt sind, die zum Teil den einschlägigen Originalarbeiten entnommen sind; der Wert des Buches wird dadurch für Studierende noch erhöht.

Da wir in Deutschland nicht viele Bücher über elektromagnetische Lichttheorie besitzen, wird das vorliegende sich sicher auch bei uns seinen Leserkreis erwerben.

Cl. Schaefer.

(Eingegangen 22. Dezember 1905.)

L. Boltzmann, Leçons sur la theorie des gaz, traduites par A. Galotti et H. Bénard, avec une introduction et des notes de M. Brillouin. Seconde partie. Paris, Gauthier-Villars, 1905.

Von Boltzmanns kinetischer Gastheorie liegt nunmehr auch der zweite Band in französischer Übersetzung vor. Da die Übertragung für ein deutsches Leserpublikum kaum Interesse hat, genügt es, sie anzuzeigen.

Cl. Schaefer.

(Eingegangen 22. Dezember 1905.)

L. Boltzmann, Populäre Schriften. 8. VI. 440 S. Leipzig, Joh. Ambr. Barth. 1905. M. 8,—. Gebunden M. 9,—.

„Populäre Schriften" nennt Boltzmann sein neuestes Werk, das gewiß schon in den Händen zahlreicher unserer Leser sein wird. Populär ist natürlich cum grano salis zu verstehen und durch den Gegensatz zu Boltzmanns übrigen Schriften begründet. Im eigentlichen Sinne sind nur wenige der hier vorliegenden populär zu nennen, andere behandeln zum Teil recht schwierige Gegenstände, so daß ein Gemisch entsteht, das mit Helmholtz' „Vorträgen und Reden" verglichen werden kann. Daß die Lektüre des Werkes jedem Leser unserer Zeitschrift genußreiche Stunden bereiten wird, bedarf wohl kaum der Versicherung. Vorträge über grundlegende Fragen der exakten Wissenschaften, Gedächtnisreden auf Kirchhoff, Stefan, Loschmidt, Erörterungen über philosophische Gegenstände und last not least die Reise eines deutschen Professors ins Eldorado, voll köstlichen Humors, Ernst und Scherz in geistvollem Geplauder vermengend, das alles zieht an dem Leser vorüber, auch Überraschungen harren desselben, die aber hier nicht verraten werden sollen. Muß der Referent jetzt noch auf seinen ersten Satz zurückgreifen und versichern, daß die populären Schriften Boltzmanns auch in den Händen der übrigen Leser sein sollten?

E. Bose.

(Eingegangen 6. Dezember 1905.)

Otto Lueger, Lexikon der gesamten Technik und ihrer Hilfswissenschaften. II. 2. vollständig neu bearbeitete Auflage. Lex. 8. 800 S. Stuttgart, Deutsche Verlags-Anstalt. 1905. Gebunden in Halbfranz M. 30,—.

Von Luegers Lexikon der gesamten Technik liegt nunmehr der zweite Band in zweiter Auflage vollständig vor, wie der erste in vorzüglicher Bearbeitung, so daß man bei beliebigen Stichproben eine Fülle von Belehrung erfährt. Um aus der Fülle des Gebotenen nur ein paar Proben zu nennen, sei der Themata: Bodenphysik, Bohrer, Bohrmaschinen usw., Brennstoffe, ferner der verschiedenen auf Brückenbau bezüglichen Abschnitte, der umfangreichen Kapitel über Dampfmaschinen, Dampfturbinen und Dampfkessel gedacht, die sich in diesem Bande vorfinden, und deren Bearbeitung nur unser früheres Urteil (diese Zeitschr. **6**, 399, 747, 1905) über das vorzügliche Nachschlagewerk bestätigt.

E. Bose.

(Eingegangen 6. Dezember 1905.)

Henri Abraham und Paul Langevin, Les quantités élémentaires d'électricité; ions, électrons, corpuscules. Zweite Serie der von der Französischen Physikalischen Gesellschaft herausgegebenen Sammlungen physikalischer Abhandlungen. Paris, Gauthier-Villars. 1905.

In zwei stattlichen Halbbänden mit zusammen über 1100 Seiten finden sich hier eine Auswahl grundlegender und wichtiger Arbeiten aus dem Gebiete der Elektronik nach den Verfassernamen in alphabetischer Reihenfolge zu-

sammengestellt. Das Werk ist für die französischen Physiker in dieser Form zweifellos von hoher Bedeutung, für Nichtfranzosen dagegen wäre es wohl vorzuziehen gewesen, wenn man die einzelnen Arbeiten in der Originalsprache gelassen hätte. Es wäre dann nicht zum erheblichen Teil der Reiz des Ursprünglichen verloren gegangen. Mit wenigen Ausnahmen hätte es sich ja auch nur um die drei Sprachen, französisch, deutsch und englisch gehandelt. Was die deutschen und englischen Physiker angeht, so werden dieselben kaum das Werk dazu benutzen, um die in ihrer eigenen Sprache geschriebenen Arbeiten französisch zu lesen und haben also günstigenfalls nur $^2/_3$ des Nutzens von dem Werke. Ist die Wissenschaft international und das ist jedenfalls die Physik zurzeit mehr denn je, dann ist es für den wissenschaftlichen Forscher doch unbedingt notwendig, die genannten drei Sprachen wenigstens ohne Schwierigkeit lesen, womöglich aber auch gesprochen verstehen zu können, was auch überwiegend der Fall sein dürfte. E. Bose.

(Eingegangen 6. Dezember 1905.)

Festschrift Adolph Wüllner, gewidmet zum siebzigsten Geburtstage 13. Juni 1905 von der Königl. Technischen Hochschule zu Aachen, ihren früheren und jetzigen Mitgliedern. Gr. 8. VIII u. 264 S. mit dem Bildnis A. Wüllners in Heliogravüre, 8 Tafeln und 91 Figuren. Leipzig, B. G. Teubner. 1905. M. 8,—.

In einem stattlichen, mit vielen Tafeln vorzüglich ausgestatteten Bande feiert die Technische Hochschule zu Aachen Adolf Wüllner gelegentlich seines 70. Geburtstages. 15 physikalische, chemische und mathematische Abhandlungen machen den Inhalt der Festschrift aus, die seitens des früheren und jetzigen Lehrkörpers der Hochschule dem Jubilar dargeboten worden ist. E. Bose.

(Eingegangen 6. Dezember 1905.)

O. Biermann, Vorlesungen über mathematische Näherungsmethoden. gr. 8. IX und 226 S. mit 35 Abbildungen. Braunschweig, Friedrich Vieweg & Sohn. 1905. M. 8,—, gebunden M. 8,80.

Das Buch ist entstanden aus Vorlesungen, welche der Verfasser seit einigen Jahren an der Technischen Hochschule in Brünn gehalten hat, und wendet sich an die weiteren Kreise der Techniker und Naturforscher, denen es unter Voraussetzung weniger mathematischer Kenntnisse, die Methoden zur numerischen Lösung der ihnen von der Praxis gestellten Aufgaben, wie Auflösung von Gleichungen, Interpolation, mechanische Quadratur usw. an die Hand zu geben beabsichtigt. — Möchte das Buch auch im engeren mathematischen Unterricht verwandt, Interesse für die numerische Rechnung erwecken, und die Aufmerksamkeit auf die Frage zahlenmäßiger Durchführung bestimmter Aufgaben hinlenken. G. Herglotz.

(Eingegangen 13. Januar 1906.)

E. Jahnke, Vorlesungen über die Vektorenrechnung. Mit Anwendungen auf die Geometrie, Mechanik und mathemat. Physik. 8. XII u. 235 S. mit 32 Figuren. Leipzig, B. G. Teubner. 1905. geb. M. 5,60.

Den in letzter Zeit erschienenen Darstellungen der Vektoranalysis gegenüber beschränken sich die vorliegenden Vorlesungen nicht darauf, die durch die Elektrizitätslehre eingebürgerten Bezeichnungen und Regeln zu entwickeln, beschäftigen sich vielmehr überwiegend mit den Graßmannschen Begriffen und Methoden der Vektorenrechnung, die in ihrer mannigfachen Anwendung auf Geometrie und geometrische Mechanik erläutert werden. Durch den hierdurch gewonnenen reichhaltigen und interessanten Inhalt hat das Buch seinen Zweck, „die Studenten mit dem fundamentalen Begriff des Vektors vertraut zu machen und die vielseitige Verwendung desselben aufzudecken, insbesondere darzulegen, wie man aus einer einzigen Vektorformel bloß durch verschiedene Deutung zu neuen Sätzen in verschiedenen Gebieten gelangen kann," sicher voll und ganz erreicht. G. Herglotz.

(Eingegangen 13. Januar 1906.)

Berichtigung.

Zwei Berichtigungen zum Handbuch der Physik.

In dem soeben erschienenen ersten Teile des fünften Bandes des Handbuchs der Physik (zweite Auflage) finden sich an zwei Stellen irrtümliche Zahlenangaben, auf die ich durch briefliche Mitteilung aufmerksam gemacht worden bin, und die ich, da bis zum Erscheinen der „Berichtigungen" am Schlusse des genannten Bandes noch einige Zeit vergehen dürfte, schon jetzt richtig stellen möchte.

1. Im Artikel „Erdmagnetismus" sind die Tabellen auf S. 482 noch bei der Korrektur auf Grund der von Adolf Schmidt in Potsdam in den Landolt-Börnsteinschen Tabellen mitgeteilten Zahlen umgeändert worden. In diese letzteren aber hat sich, wie mir Herr Schmidt schreibt, ein Versehen eingeschlichen, indem bei der Deklination statt der für 1905 die für 1901 gültigen Werte eingesetzt wurden. Um für 1905 richtig zu sein, müssen alle Zahlen algebraisch um 0,3 Grad vergrößert, ziffermäßig also um ebensoviel verkleinert werden. Das Kärtchen für Mitteleuropa (Fig. 205 auf S. 481), das nicht mehr umgezeichnet werden konnte, ist dadurch von diesem Versehen verschont geblieben. Bei der Inklination und der Intensität sind auch die Zahlentabellen richtig.

2. Im Artikel „Magnetismus der verschiedenen

Körper" bezieht sich der größere Teil der von Stefan Meyer in Wien herrührenden Zahlen der Tabellen auf S. 265—267, wie auch jedesmal deutlich angegeben, auf Pulver der betreffenden Substanz. Sie haben daher ohne Angabe der Verteilungsdichte des Pulvers keine präzise Bedeutung und dürfen jedenfalls nicht als Suszeptibilitäten der Stoffe aufgefaßt werden. Inzwischen war nun Herr Stefan Meyer selbst so freundlich, die Umrechnung in die wahren Suszeptibilitäten der Substanzen, die in seinen Originalarbeiten fehlte, vorzunehmen und mir die Ergebnisse für diese Berichtigung zur Verfügung zu stellen; ich lasse die Zahlen hier folgen:

a) Elemente (S. 265)

Antimon	−3,6	Phosphor (rot)	−0,5
Beryll	142	Schwefel	−0,71
Bor	10,5	Silicium	0,50
Cer	1627	Thorium	757
Didym	715	Titan	70,6
Erbium	1260	Vanadium	18,3
Lanthan	580	Wismut	−9,5
Magnesium	1,0	Zirkon	−0,65
Osmium	8,7		

b) (Tabelle S. 266)

Cäsiumchlorid	−1,1	Samariumoxyd	482

d) (Tabelle S. 267)

Lithium-Verbindungen −0,43 bis −0,94
LiCl −0,94.
Boroxyd B_2O_3 −0,77.
Natrium-Verbindungen −0,47 bis −1,11
NaCl −0,89; *NaBr* −1,11; *NaJ* −1,10; Na_2CO_3 −0,47.
Magnesium-Verbindungen −0,60 bis −1,22
MgO −0,64; *MgCl* −1,0; $MgSO_4$ −0,95; $MgCO_3$ −1,22.
Aluminium-Verbindungen −0,64 bis −1,50
Al_2O_3 −1,50; $Al_2(SO_4)_3$ −1,03.
Kalium-Verbindungen −0,92 bis −0,95
KFl −0,92; *KCl* −0,94; *KBr* −0,95; *KJ* −0,95.
Calcium-Verbindungen −0,71 bis −1,13
CaO −0,86; *CaFl* −0,95; *CaCl* −0,88; $CaSO_4$ −1,13
Chrom-Verbindungen +120 bis 126 (außer $Cr_4O_4H_2$)
Cr_2O_3 +120.
Kupfer-Verbindungen sehr verschieden, teils +, teils −
CuO +19,8; $CuSO_4$ +36; $CuCl_2$ +3,5; Cu_2Br_2 −0,76; Cu_2J_2 −1,43.
Zink-Verbindungen −1,34 bis −1,47.
Selenige Säure −0,86.
Strontium-Verbindungen −0,66 bis −2,04.
Silber-Verbindungen −1,56 bis −1,64
AgCl −1,56; *AgBr* −1,64; *AgJ* −1,62.
Kadmium-Verbindungen −0,83 bis −1,96.
Zinn-Verbindungen sehr verschieden, teils +, teils −.
Baryum-Verbindungen −0,5 bis −1,5 (außer BaO_2)
BaO −0,80; $BaCl_2$ −1,25; *BaS* −1,06.
Quecksilber-Verbindungen −0,81 bis −2,22
HgO −2,22; *HgCl* −1,28; $HgCl_2$ −0,81; *HgS* −1,36.
Platin-Chlorür −0,11.
Gold-Chlorid −1,3.
Blei-Verbindungen −1,0 bis −1,61 (außer PbO_2?)
PbO −1,1; $PbFl_2$ −1,56; $PbCl_2$ −1,45; $PbBr_2$ −1,45; PbJ_2 −1,61.
Uran-Verbindungen sehr verschieden, teils +, teils −
UO_2 +9,0.

Damit werden zugleich die bezüglichen Bemerkungen bezw. Fußnoten auf S. 265, 266, 279 und 281 hinfällig; und die auf die seltenen Metalle bezügliche Bemerkung der S. 266 ist dahin abzuändern, daß deren Magnetisierbarkeit nur etwa ein Hunderttausendstel von der des Eisens beträgt; übrigens waren die betreffenden Präparate sicherlich Gemische verschiedener seltener Erden, vgl. St. Meyer, Wien. Sitzgsber. 110, 541, 1891; 111, 38, 1902.

Schließlich sei bei dieser Gelegenheit darauf hingewiesen, daß die auf S. 286/7 erwähnte, von Heinrich und Freitag aufgefundene Beziehung zwischen $\mathfrak{H}$ und k_m (Konstanz des Produktes) durch eine seit der Abfassung des Artikels erschienene Arbeit von St. Meyer (Wien. Sitzgsber. 113, 1007, 1904) nicht bestätigt worden ist, indem vielmehr k_m von $\mathfrak{H}$ unabhängig ist.

Jena, Nov. 1905. F. Auerbach.

Eine Beziehung zwischen magnetischer Feldstärke und Winkelgeschwindigkeit.

Von Victor Fischer.

In meinem Buche „Grundbegriffe und Grundgleichungen der mathematischen Naturwissenschaft" habe ich die magnetische Feldstärke in Analogie gesetzt zur Winkelgeschwindigkeit.[1]) Ich habe aber vergessen, das Verhältnis zu bestimmen, in dem diese beiden Größen stehen würden. Dies möchte ich hier nachtragen.

Eine Kugel von der negativen Ladung e und elektromagnetischen Masse m wird in einem Magnetfeld von der konstanten Feldstärke h nach einer Kreisbahn abgelenkt und es gilt die Gleichung

$$m\,\omega^2 r = e\,h\,\omega\,r,$$

daher

$$\frac{\omega}{h} = \frac{e}{m} = 1{,}5 \cdot 10^7.$$

Bezeichnen wir die minutliche Umdrehungszahl mit n, so ist

$$\omega = \frac{\pi\, n}{30}$$

und

$$\frac{n}{h} = \frac{30}{\pi} \cdot 1{,}5 \cdot 10^7 = 1{,}43 \cdot 10^8.$$

Es entsprechen also einer Einheit der magnetischen Feldstärke, elektromagnetisch gemessen, 143 Millionen Umdrehungen.

Es sei noch bemerkt, daß $e\,h\,r$ die Dimension einer Bewegungsgröße hat, und

$$m\,\omega\,r = e\,h\,r$$

drückt die Erhaltung der Bewegungsgröße aus.

Wenn es auch verfrüht wäre, Winkelgeschwindigkeit und magnetische Feldstärke als identische Begriffe zu bezeichnen, so erscheint es doch nicht ausgeschlossen, daß eine Weiterentwicklung zu dieser Identität führt.

1) Grundbegr. u. Grundgl. der math. Naturw. Leipzig. J. A. Barth, 1905, S. 78.

Darmstadt, am 16. Nov. 1905.

Personalien.

(Die Herausgeber bitten die Herren Fachgenossen, der Redaktion von eintretenden Änderungen möglichst bald Mitteilung zu machen.)

Es habilitierten sich an der Universität Basel Dr. Wolf Johannes Müller (bisher an der Universität Freiburg i. Br.) für physikalische Chemie und Dr. Marcel Großmann für Mathematik und insbesondere Geometrie.

Gestorben der ord. Professor für Eisenbahnmaschinenwesen an der Technischen Hochschule in Charlottenburg, August von Borries, im 55. Lebensjahre.

Für die Redaktion verantwortlich Privatdozent Dr. Emil Bose in Göttingen — Verlag von S. Hirzel in Leipzig.
Druck von August Pries in Leipzig.